

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELEND TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN

SAMENHANGENDE MET DE PRODUKTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

GOLFPIJPAPPARATUUR VOOR 2 mm GOLFLENGTE

II. MEETOPSTELLINGEN

door C. W. van ES, M. GEVERS en F. C. de RONDE.

621.372.8:621.317.3

In deel I van dit artikel is een overzicht gegeven van de bij Philips ontwikkelde apparatuur voor golven van 2 mm. Als deel II volgt hieronder de beschrijving van enige meetopstellingen waarin het gebruik van de besproken onderdelen nader wordt toegelicht; daarbij komen ook nog enkele onderdelen ter sprake die in deel I niet zijn behandeld.

De eerste en de tweede van de besproken opstellingen dienen voor het meten van de verliezen resp. impedanties van microgolfonderdelen. De derde opstelling is een microgolfasspectroscop, waarmee absorptielijnen van gassen experimenteel bepaald kunnen worden.

Bij het ontwerpen van onderdelen voor een nieuw frequentiegebied zal de microgolftechnicus willen beschikken over goede meetapparatuur om de eigenschappen van de ontwikkelde onderdelen te kunnen nagaan. Daarbij zal zijn voorkeur uitgaan naar meetinstrumenten die niet geijkt behoeven te worden, instrumenten dus die „absoluut” zijn. Zo'n absoluut instrument is o.a. de rotatieverzwakker. Men kan deze gebruiken voor het meten van verzwakkingen, zoals het aanstonds te bespreken dissipatieve verlies van microgolfonderdelen. De rotatieverzwakker zelf is behandeld in deel I van dit artikel¹⁾, evenals de variabele impedantie, waarmee reflexiecoëfficiënten gemeten kunnen worden. Ook dit instrument is absoluut, voor zover het de modulus van de reflexiecoëfficiënt betreft. Het wordt gebruikt in de tweede meetopstelling die besproken zal worden, namelijk die voor het meten van de reflexiecoëfficiënt van een onbekende impedantie in een brugschakeling, met als brucelement een hybridische T. De variabele impedantie doet hier dienst als referentie-impedantie.

De derde te bespreken meetopstelling dient voor het onderzoek van absorptiespectra van gasen. Als voorbeeld is genomen het gas carbonylsulfide

(COS), dat o.a. bij ca. 146 GHz absorptie vertoont. Wordt energie van de juiste frequentie ingestraald, dan kunnen de COS-moleculen overgaan in een hogere rotatietoestand. Deze overgang gaat gepaard met absorptie. De frequentie waarbij de absorptie optreedt, kan met de te beschrijven opstelling bepaald worden.

Meting van het dissipatieve verlies van microgolfonderdelen

Wanneer een microgolfonderdeel wordt tussengeschakeld in een golfpijpopstelling die zowel naar de generator- als naar de belastingszijde reflexievrij is afgesloten, dan zullen de verliezen in het algemeen toenemen. Deze toeneming, tussenschakelverlies genaamd, wordt veroorzaakt deels door reflexies aan, deels door dissipatie in de vierpool (een tussengeschakeld onderdeel is te beschouwen als een vierpool). Zowel reflexie als dissipatie is een karakteristieke eigenschap van de vierpool. Het dissipatieve verlies kan gemeten worden op de thans te beschrijven wijze, het reflectieve verlies volgt uit een impedantiemeting met behulp van de tweede opstelling die we zullen behandelen.

Het dissipatieve verlies zal men meestal zo klein mogelijk willen houden. Daarom is bij de door ons ontwikkelde onderdelen gestreefd naar een zo klein mogelijke lengte. De wenselijkheid van korte onderdelen neemt toe met de frequentie, omdat de ver-

¹⁾ C. W. van Es, M. Gevers en F. C. de Ronde, Golfpijpapparatuur voor 2 mm golflengte, I. Onderdelen, Philips techn. T. 22, 122-134, 1960 (no. 4).

liezen per lengte-eenheid stijgen met de $\frac{3}{2}$ macht van de frequentie. Zoals in deel I al is vermeld, zijn korte constructies van de onderdelen, met dienovereenkomstig gering dissipatief verlies, o.a. mogelijk door gebruik van de klauwflens en de bijbehorende klemring. Bovendien heeft bij hogere frequenties de ruwheid van het oppervlak een grotere invloed: hoe hoger de frequentie, dus hoe kleiner de indringingsdiepte, des te meer zullen oneffenheden en verontreinigingen van het oppervlak de weerstand voor de stroom doen toenemen.

Het dissipatieve verlies kan bepaald worden uit twee vermogensmetingen, één met en één zonder het te onderzoeken onderdeel in de opstelling. Het vermogen kan men meten met een watercalorimeter; dit is een absoluut instrument, het gebruik is echter omslachtig. In plaats daarvan kan men gebruik maken van een thermistor, d.i. een thermische indicator, die met een watercalorimeter of (iets minder nauwkeurig) met gelijkstroom is geijkt ²⁾. Ook een kristaldetector (fig. 1) met gelijkstroommeter kan



Fig. 1. Kristaldetector voor 2-mm-golven. Links klauwflens, rechts kortsluitzuiger. Onder de zwarte dop bevindt zich de instelknop van de differentiaalschroef waarmee het siliciumkristal verplaatst kan worden om het in aanraking met de contactdraad te brengen; door het venster is de verplaatsing te controleren. Onderaan: de coaxiale aansluiting voor de millivoltmeter. De gevoeligheid is groter dan 10 mV per mW.

²⁾ Zie Philips techn. T. 21, 232 (noot ²⁾), 1959 (no. 8/9).

als vermogensindicator dienen. Het kristal detecteert nagenoeg kwadratisch, zodat de uitslag van de meter vrijwel evenredig is met het microgolfvermogen. Uit de verhouding van de aflezings bij de twee vermogensmetingen kan het dissipatieve verlies bepaald worden. Gebruik van de rotatieverzwakker geeft het voordeel dat men de twee metingen kan doen bij een zelfde vermogen in het kristal, zodat men volkomen onafhankelijk

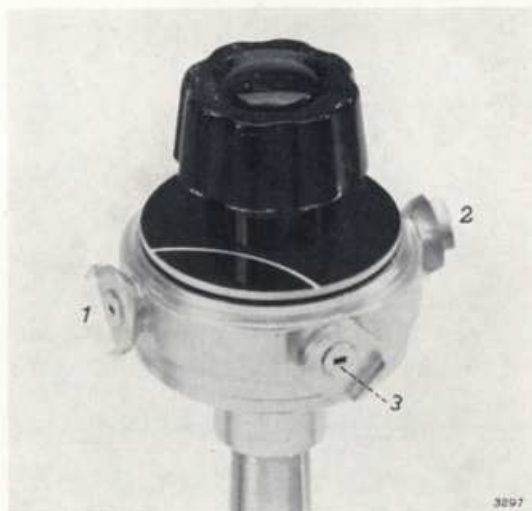


Fig. 2. Golfpijpschakelaar voor 2-mm-golven. Een draaibaar stukje golfpijp, in de vorm van een kwartcirkel, verbindt golfpijp 3 in de ene stand met golfpijp 1, in de andere stand met golfpijp 2. De staandegolfverhouding is kleiner dan 1,02.

is van de detectiekaracteristiek. Het verschil in stand van de rotatieverzwakker zonder en met het onderdeel in de opstelling geeft direct het dissipatieve verlies.

Het is bij deze metingen zaak, snel van de ene toestand naar de andere te kunnen overschakelen, want het toegevoerde vermogen kan intussen door allerlei oorzaken veranderen: het uitgangsvermogen van het klystron, de conversie van de frequentievermenigvuldiger en de gevoeligheid van de detector zijn aan onregelmatige schommelingen onderhevig. Snel overschakelen is mogelijk door middel van een golfpijpschakelaar (fig. 2). Deze bevat een draaibaar gedeelte, waarin zich een gebogen golfpijp in de vorm van een kwartcirkel bevindt, zodat naar keus een verbinding tussen de golfpijpen 3 en 1 of tussen 3 en 2 tot stand gebracht kan worden. Het zal duidelijk zijn dat bijzonder hoge eisen gesteld moeten worden aan de mechanische constructie en de afwerking, om tussen de draaibare en de vaste golfpijp een reproduceerbare verbinding te krijgen met een zeer kleine reflexiecoëfficiënt, b.v. $|R|$ kleiner dan 0,01.

De schakeling met kristaldetector en golfpijpschakelaar is weergegeven in fig. 3; een foto van de

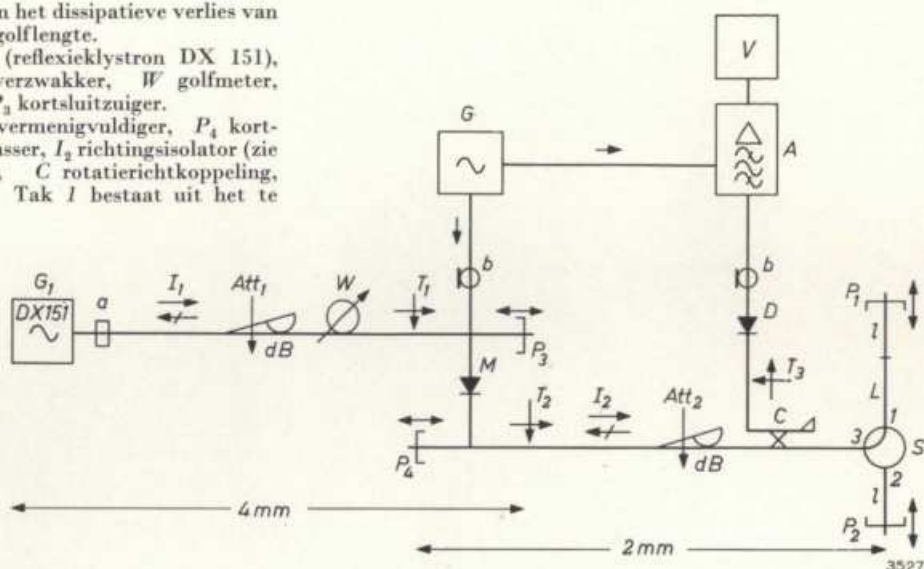
Fig. 3. Schema voor het meten van het dissipatieve verlies van een microgolfonderdeel bij 2 mm golflengte.

4-mm-gedeelte: G_1 generator (reflexieklystron DX 151), I_1 richtingsisolator, Att_1 aanverzwakker, W golfmeter, T_1 schuivende schroefaangepasser, P_3 kortsluitzuiger.

2-mm-gedeelte: M frequentievermenigvuldiger, P_4 kortsluitzuiger, T_2 slingerschroefaangepasser, I_2 richtingsisolator (zie fig. 6), Att_2 rotatieverzwakker, C rotatierichtkoppeling, S golfpijpschakelaar (zie fig. 2). Tak 1 bestaat uit het te onderzoeken onderdeel (lengte L) plus een met de zuiger P_1 instelbare lengte l , tak 2 alleen uit een zelfde lengte l , instelbaar met zuiger P_2 , T_3 slingerschroefaangepasser. D detector (zie fig. 1).

Overige apparatuur: G generator (8 kHz), voor synchrone detectie. A selectieve versterker. V millivoltmeter.

Het teken a betekent „recht-hoekige golfpijp”, het teken b betekent „coaxiale verbinding”.



gehele opstelling vindt men in fig. 4, een foto van het 2-mm-gedeelte in fig. 5. Op de golfpijpschakelaar S zijn twee takken aangesloten. De ene bestaat uit het te meten onderdeel, hier een stukje golfpijp ter lengte L , dat door een kortsluitzuiger P_1 is afgesloten op een afstand l van de flens. De andere tak is rechtstreeks met een zuiger P_2 afgesloten, en deze laatste wordt ingesteld op dezelfde afstand l . Door middel van de golfpijpschakelaar kan dus hetzij de tak $L + l$, hetzij de tak l , met het overige gedeelte van

de schakeling worden verbonden. Hierin is, behalve een rotatieverzwakker, een rotatierichtkoppeling C opgenomen — een onderdeel dat eveneens in deel I is behandeld. Met behulp van de rotatierichtkoppeling meet men de gereflecteerde golf die van de met S ingeschakelde tak terugkomt.

Het meten van het dissipatieve verlies gaat nu als volgt. Terwijl de golfpijpschakelaar in stand 1 staat, brengt men de meter V op volle uitslag en stelt men de rotatieverzwakker op nul. Daarna scha-

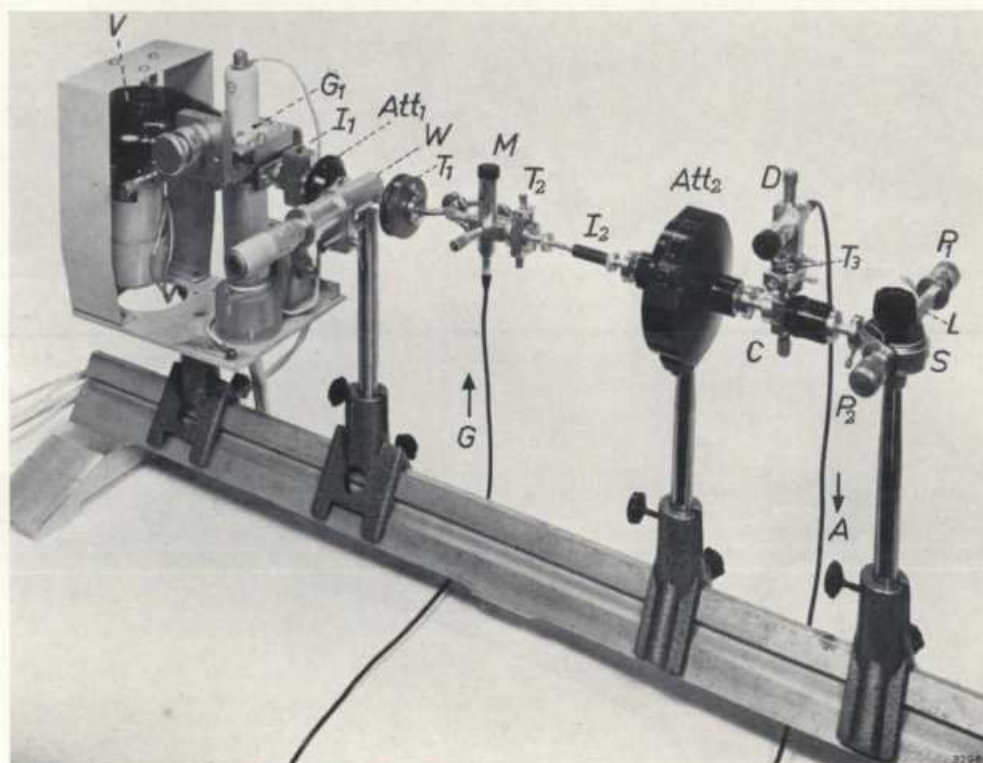


Fig. 4. Opstelling voor meting van het dissipatieve verlies van onderdelen bij 2 mm golflengte, volgens het schema van fig. 3. V ventilator voor het reflexieklystron. Betekenis van de overige letters als in fig. 3.

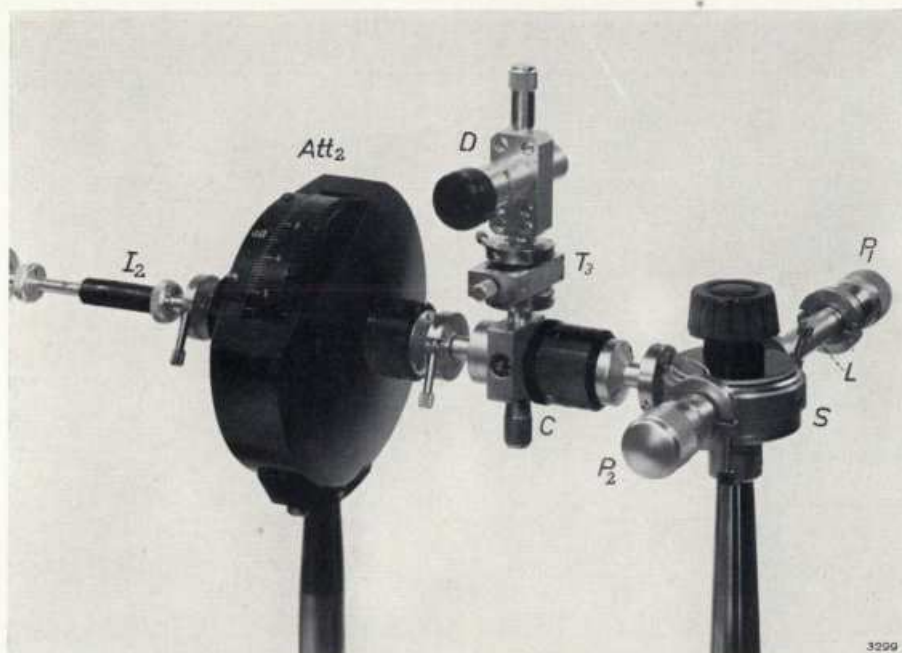


Fig. 5. Het 2-mm-gedeelte van de in fig. 4 afgebeelde opstelling. Betekenis van de letters als in fig. 3.

kelt men, door S in stand 2 te draaien, over op de tak zonder het te meten onderdeel. De verzwakking zal dan kleiner zijn, de gereflecteerde golf dus sterker, en de meter zal verder uitslaan. Met de rotatieverzwakker geeft men nu zoveel verzwakking dat de meter weer de oorspronkelijke uitslag heeft. Op de rotatieverzwakker leest men nu de dubbele waarde van de gezochte verzwakking af (dubbel, omdat de golf het onderdeel met lengte L twee maal doorloopt).

Om zo nauwkeurig mogelijk te meten, moet men enige voorzorgen nemen, o.a. een richtingsisolator tussenschakelen.

In de richting van de generator zal de transmissielijn in het algemeen niet reflexievrij zijn afgesloten. Daardoor zal de uitslag van de meter bij verplaatsen van de zuiger P_1 of P_2 variëren. Om dit effect zo klein mogelijk te houden, is tussen de verzwakker en de vermenigvuldiger een richtingsisolator geschakeld (I_2 in fig. 3). Deze werkt volgens het rotatieprincipe van Faraday³⁾ en is afgebeeld in fig. 6. Er zal echter ook dan nog wel enige reflexie overblijven, zodat het, om de meter op de maximum- of de minimumuitslag te kunnen instellen, nodig is dat de zuigers P_1 en P_2 beide instelbaar zijn.

Bij het begin van de meting, nog voordat het onderdeel ter lengte L in de ene tak is opgenomen, moet men er zeker van zijn dat de twee takken (lengte L) identiek zijn, dus dat dan reeds in beide standen van de golfpijpschakelaar de uitslagen even groot zijn. Wordt vervolgens het onderdeel L in de tak 1 opgenomen, dan zal in het algemeen nog een kleine fazeverandering optreden (tenzij de lengte L juist een geheel aantal malen $\frac{1}{2}\lambda_g$ zou zijn, als λ_g de golftegenstand in de golfpijp is). Deze fazeverandering kan door een verschuiving van de zuiger P_1

gecorrigeerd worden. De verschuiving veroorzaakt op haar beurt weer enige verandering in het dissipatieve verlies, maar deze is verwaarloosbaar klein.

Daar men door het gebruik van een richtkoppeling reflexies aan het onderdeel mee meet, moet men eerst controleren of deze wel verwaarloosbaar klein zijn. Zijn ze dit niet, dan dient men de reflexies eerst op te heffen.

Dank zij de getroffen maatregelen is een zeer nauwkeurige meting mogelijk. De beschreven schakeling is dan ook bijzonder geschikt voor het meten van de verliezen van stukken golfpijp en de restverliezen van onderdelen, b.v. de verliezen van een vaanverzwakker (zie deel I) in de nulstand. Verliezen in de orde van 0,1 dB zijn met deze methode nog gemakkelijk te meten.

Het dissipatieve verlies van de in deel I besproken onderdelen is volgens de schakeling van fig. 3 gemeten. Dit betekent natuurlijk niet dat de methode



Fig. 6. Richtingsisolator voor 2-mm-golven, berustend op het rotatieprincipe van Faraday³⁾. De zwarte ringen zijn ferroxduremagneten. Verzwakking in de doorlaatrichting (pijlrichting): 2 dB; in de omgekeerde richting: 15 dB.

³⁾ H. G. Beljers, Toepassing van ferroxcube voor niet-reciprooke golfgeleiders, Philips techn. T. 28, 126-135, 1956.

alleen voor metingen aan microgolfonderdelen geschikt zou zijn; ze is even goed bruikbaar daar waar men de verzwakking wil meten die door onverschillig welk fysisch verschijnsel wordt veroorzaakt. De methode is b.v. zeer goed toe te passen voor het meten van de absorptie in supergeleidende materialen ⁴⁾.

Impedantiemeting met behulp van de brugmethode

Een impedantie zal van de invallende microgolf-energie in het algemeen een gedeelte reflecteren, namelijk als de impedantie afwijkt van de karakteristieke impedantie. Een maat voor deze „mis-aanpassing” is hetzij de staandegolfverhouding, hetzij de reflexiecoëfficiënt ⁵⁾. Wil men de impedantie meten door de staandegolfverhouding te bepalen, dan heeft men hiervoor een staandegolfdetector nodig. Een staandegolfdetector voor mm-golven is echter uiterst moeilijk met redelijke nauwkeurigheid te maken. Een meer directe meting van de impedantie is mogelijk door deze in een brugschakeling te vergelijken met een standaard-impedantie. Als standaard kan daarbij de in deel I besproken variabele impedantie dienst doen. Dit instrument is absoluut, en de waarde die de reflexiecoëfficiënt van de onbekende impedantie heeft, kan direct worden afgelezen.

Het schema is weergegeven in fig. 7. Het bestaat weer uit een 4-mm- en een 2-mm-gedeelte. Dit laatste bevat als brug-element een hybridische T (zie deel I), HT. Van deze T is de ingangsarm 1 verbonden met de vermenigvuldiger M via een slingerschroefaanpasser T_1 . Op de arm 4 is via de slingerschroefaanpasser T_3 een kristaldetector D aangesloten, en op de

armen 2 en 3 de variabele impedantie Z_v resp. de onbekende impedantie Z_3 . Deze laatste bestaat hier uit een samenstel van een slingerschroefaanpasser T_2 en een aangepaste belasting. Met dit samenstel zijn alle mogelijke impedanties te maken; men kan zich dus elke willekeurige impedantie ervoor in de plaats denken.

De van de vermenigvuldiger komende energie splitst zich in de hybridische T in twee gelijke delen, die zich in de armen 2 en 3 voortplanten. In arm 3 zal Z_3 een zekere reflexie veroorzaken; de gereflecteerde golf keert terug naar het vertakkingspunt van de hybridische T en verdeelt zich over de armen 1 en 4. Wordt nu de reflexie van Z_v in fase en in amplitude gelijk gemaakt aan de reflexie van Z_3 , dan zal een even sterke gereflecteerde golf zich bij het vertakkingspunt eveneens in twee gelijke delen splitsen, die de armen 1 en 4 in gaan. Zoals nader is toegelicht in deel I, is de geometrische configuratie zodanig dat deze uit de armen 2 en 3 komende golven elkaar in arm 4 opheffen. De detector D ontvangt dus geen signaal, zodat de meter niet uitslaat. Dit is dus de aanwijzing dat $Z_v = Z_3$, en op de variabele impedantie kan men nu de modulus van de reflexiecoëfficiënt van Z_3 direct aflezen, terwijl het argument ervan snel bepaald kan worden (zie deel I, blz. 131).

Een detailfoto van het 2-mm-gedeelte van deze opstelling vindt men in fig. 8.

Bij deze methode is de gevoeligheid groot. De

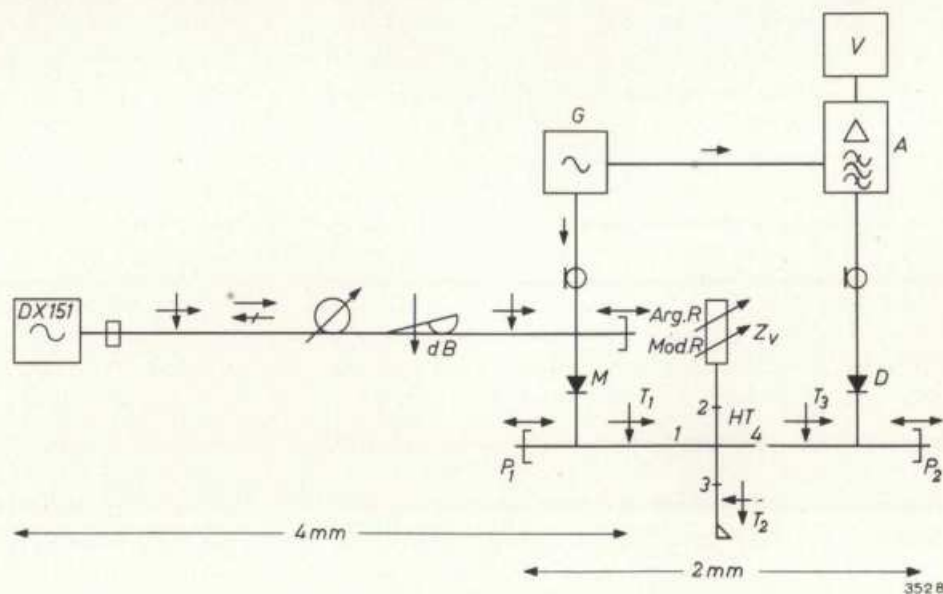


Fig. 7. Schema voor het meten van de reflexiecoëfficiënt van impedanties bij 2 mm golf-lengte.

4-mm-gedeelte: van links naar rechts: generator, schuivende Schroefaanpasser, richtingsisolator, golfmeter, vaanzwakkener, schuivende Schroefaanpasser, kortsluitzuiger. 2-mm-gedeelte: M frequentievermenigvuldiger, P_1 kortsluitzuiger, T_1 slingerschroefaanpasser, HT hybridische T, Z_v variabele impedantie, T_2 slingerschroefaanpasser (met aangepaste belasting), T_3 slingerschroefaanpasser, P_2 kortsluitzuiger, D detector. Overige apparatuur: G generator (8 kHz), A selectieve versterker (afgestemd op de frequentie van G), V millivoltmeter.

⁴⁾ M. A. Biondi en M. P. Garfunkel, Millimeter wave absorption in superconducting aluminum, I en II, Phys. Rev. **116**, 853-867, 1959 (no. 4).

⁵⁾ Voor de betrekkingen tussen de grootheden impedantie, reflexiecoëfficiënt en staandegolfverhouding, zie b.v. A. E. Pannenburg, Een meetopstelling voor golfpijpsystemen, Philips techn. T. **12**, 15-25, 1950.

brugschakeling heeft bovendien de eigenschap dat de gevoeligheid nog aanzienlijk groter is als men de meting verricht nadat de brug iets uit evenwicht is gebracht. Hier van kan men gebruik maken voor het meten van zeer zwakke reflexies, zoals die welke optreden aan flenzen; waarden van $|R|$ kleiner dan 0,005 zijn dan nog enigszins betrouwbaar te meten. Men sluit daartoe één arm van de hybride T af met een aangepaste belasting en introduceert in de arm met de variabele impedantie een kleine reflexie, zodat de brug iets uit evenwicht raakt. Door

$|R|$ van de variabele impedantie met een zeker bedrag ten opzichte van de ingestelde waarde te veranderen (afleesbaar op de schaal „mod R ”, zie fig. 16 van deel I), krijgt men een bepaalde variatie in de uitslag van de meter. Het aanbrengen van een flens koppeling tussen de hybride T en de aangepaste belasting veroorzaakt eveneens een verandering van de uitslag. Uit de beide veranderingen in de uitslag kan men de reflexiecoëfficiënt van de flens koppeling bepalen. Het feit dat er nog andere reflexies zijn, van dezelfde orde van grootte als die welke men wil meten, maakt de meting in feite iets ingewikkelder dan hier beschreven is. Zo moet men de reflexies aan andere flensverbindingen in de armen en reflexies aan de overgang zo goed mogelijk compenseren, en de reflexie aan de aangepaste belasting mag niet meer verwaarloosd worden. Met dit alles dient voldoende rekening te worden gehouden als men zeer kleine reflexiecoëfficiënten zoals die aan klauwflens koppelingen nog redelijk goed wil meten.

De nauwkeurigheid waarmee men de reflexiecoëfficiënt van een impedantie kan bepalen, hangt af van de kwaliteit van twee onderdelen: de hybride T en de variabele impedantie. Zoals we reeds in deel I hebben gezien, wordt de nauwkeurigheid, wat de hybride T betreft, alleen bepaald door de mechanische constructie en de afwerking. Bij de variabele impedantie spelen nog andere fac-

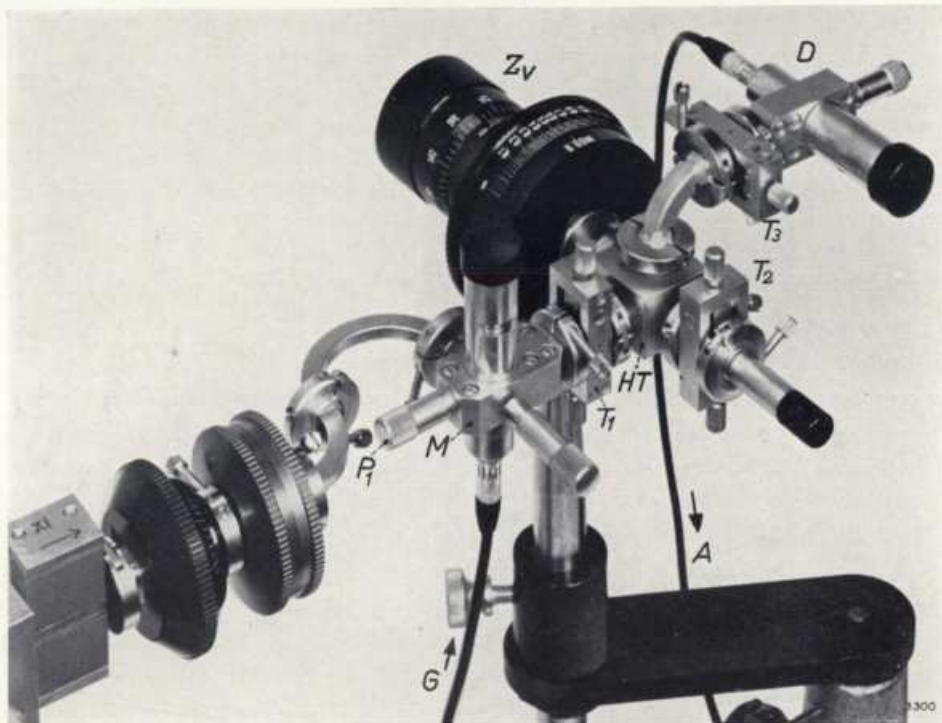


Fig. 8. Het 2-mm-gedeelte van de opstelling waarvan het schema is gegeven in fig. 7. Betekenis van de letters als daar. Geheel links enige 4-mm-onderdelen: richtingsisolator, aanverzwakker en schuivende schroefaanpasser.

toren een rol. Afwijkingen die een nadelige invloed op de nauwkeurigheid hebben, bemerkt men vooral in de beide uiterste standen, $\text{mod } R = 1$ en $\text{mod } R = 0$. In laatstgenoemde stand is er altijd nog wel enige reflexie over, namelijk aan de overgang van de rechthoekige naar de ronde golfpijp. Wil men zeer nauwkeurig meten, dan moet men deze resterende reflexie door middel van een aanpasser opheffen.

In de stand van maximale reflexie is $|R|$ niet geheel 1 door de verliezen in de golfpijp. Hier komt de brugschakeling te hulp: deze verliezen kunnen namelijk geëlimineerd worden door tussen de te meten impedantie Z_3 en de hybride T een stukje golfpijp met even grote verliezen op te nemen. Daartoe wordt de variabele impedantie in de stand $\text{mod } R = 1$ gezet, en in de andere arm van de hybride T wordt Z_3 vervangen door een kortgesloten stukje golfpijp waarvan men de lengte zo kiest dat, zodanig door bijregelen van de faze, evenwicht kan worden bereikt. Is op deze wijze de brug voor $\text{mod } R = 1$ in evenwicht gebracht, dan kan men van onderdelen met geringe reflexie het dissipatieve verlies α bepalen. Het onderdeel wordt daartoe tussen de kortsluiting en het toegevoegde stukje golfpijp geschakeld. Maakt men vervolgens opnieuw evenwicht, dan geldt:

$$\alpha = -10 \log |R| \text{ dB.}$$

Het dissipatieve verlies van microgolfonderdelen

kan dus, behalve met de schakeling van fig. 3, bepaald worden volgens de zojuist besproken methode. Het meten van grote verliezen wordt bij beide methodes beperkt door reflexies.

Meting van een absorptielijn van COS bij 2 mm

De bindingskrachten die heersen tussen deeltjes welke gezamenlijk een „systeem” vormen (zoals de atomen in een molecuul, de kern enerzijds en de elektronen anderzijds in een atoom, de protonen en de neutronen in een atoomkern) geven aanleiding tot het bestaan van een reeks energietoestanden waarin het systeem kan verkeren. Door absorptie van elektromagnetische energie van bepaalde frequenties kan zo'n systeem overgaan van een toestand met lage naar een toestand met hoge energie. Overgang van het n^{de} naar het $(n+1)^{\text{ste}}$ energieniveau wordt mogelijk bij absorptie van straling waarvan de frequentie ν evenredig is met het energieverschil $E_{n+1} - E_n$ tussen de twee beschouwde niveaus:

$$\nu = \frac{E_{n+1} - E_n}{h}.$$

Hierin is h de constante van Planck ($= 6,6 \times 10^{-34}$ joule-seconde). De energieniveaus E_n zijn bepaald door de aard van de krachten en door de soort deeltjes. Zo worden absorpties in het gebied van de gammastralen veroorzaakt door toestandsveranderingen binnen de atoomkern, absorpties in het optische gebied hebben voornamelijk te maken met bindingskrachten tussen kernen en elektronen, en absorpties in het infrarood en in het microgolfg gebied hangen samen met krachten die de atomen van een molecuul op elkaar uitoefenen.

Microgolfspectroscopie kan dus informatie verschaffen omtrent chemische binding in moleculen (vibratie- en rotatietoestanden). Ook spectroscopie in het infrarood is hiervoor belangrijk, maar die in het mm-golfg gebied heeft als voordelen dat de stralingsbron zuiver

monochromatisch is en dat de gevoeligheid, de nauwkeurigheid in de bepaling van de absorptiefrequenties en het scheidend vermogen groter zijn. Dit laatste is zodanig dat men fijn- en hyperfijnstructuur kan waarnemen, waaruit conclusies omtrent het gedrag van de kernen van individuele atomen zijn te trekken. Voor verdere bijzonderheden zij naar de literatuur verwezen ⁶⁾.

De nu te bespreken derde meetopstelling is een microgolfgasspectroscopie, die gebruikt wordt voor het bepalen van rotatiespectra van gasmoleculen. Het schema is weergegeven in fig. 9. Het 2-mm-gedeelte — afzonderlijk afgebeeld in fig. 10 — bevat als voornaamste bestanddelen een gascel GC en een 2-mm-kristaldetector D_1 . De gascel bestaat uit een stuk golfpijp, en wel 8-mm-golfpijp, omdat deze per lengte-eenheid een groter volume en kleinere wandverliezen heeft, met aan beide zijden een overgang naar 2-mm-pijp. De cel is

- ⁶⁾ Zie b.v.: W. Gordy, W. V. Smith en R. F. Trambarulo, *Microwave spectroscopy*, Wiley, New York 1957.
D. J. E. Ingram, *Spectroscopy at radio and microwave frequencies*, Butterworth's Scientific Publications, Londen 1955.
C. A. Burrus, Stark effect from 1.1 to 2.6 millimeters wavelength: PH_3 , PD_3 , DI , and CO , *J. chem. Phys.* **28**, 427-429, 1958.
M. Cowan en W. Gordy, Precision measurements of millimeter and submillimeter wave spectra: DCl , DBr , and DI , *Phys. Rev.* **111**, 209-211, 1958.

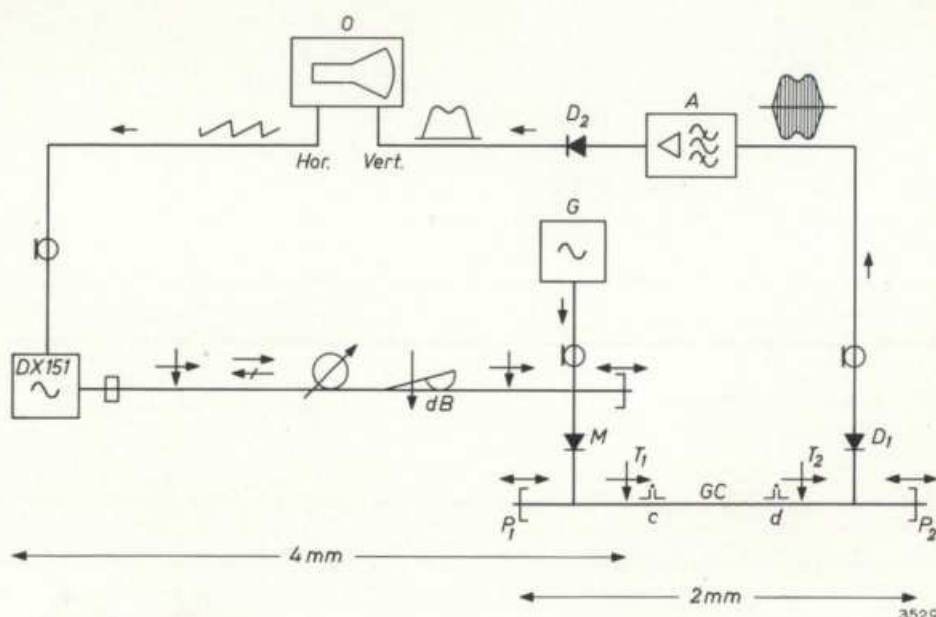


Fig. 9. Schema voor het meten van een absorptielijn van carbonylsulfide bij ca. 146 GHz. 4-mm-gedeelte: van links naar rechts: generator, schuivende schroefaangepasser, richtingsisolator, golfmeter, vaanzwakkere, schuivende schroefaangepasser, kortsluitzuiger. 2-mm-gedeelte: M frequentievermenigvuldiger, P_1 kortsluitzuiger, T_1 slingerschroefaangepasser, GC gascel (met mica vensters c en d), T_2 slingerschroefaangepasser, P_2 kortsluitzuiger, D_1 detector. Overige apparatuur: G generator (45 kHz), die de 2-mm-golf in amplitude moduleert, A selectieve versterker, afgestemd op de frequentie van G , D_2 detector, O oscilloscoop. De zaagtandvormige tijdsspanning van O moduleert de 4-mm-generator in frequentie. Bij de ingang van A is de vorm van de gedetecteerde microgolf aangeduid, bij de ingang van O die van het signaal na laagfrequentiedetectie door D_2 .

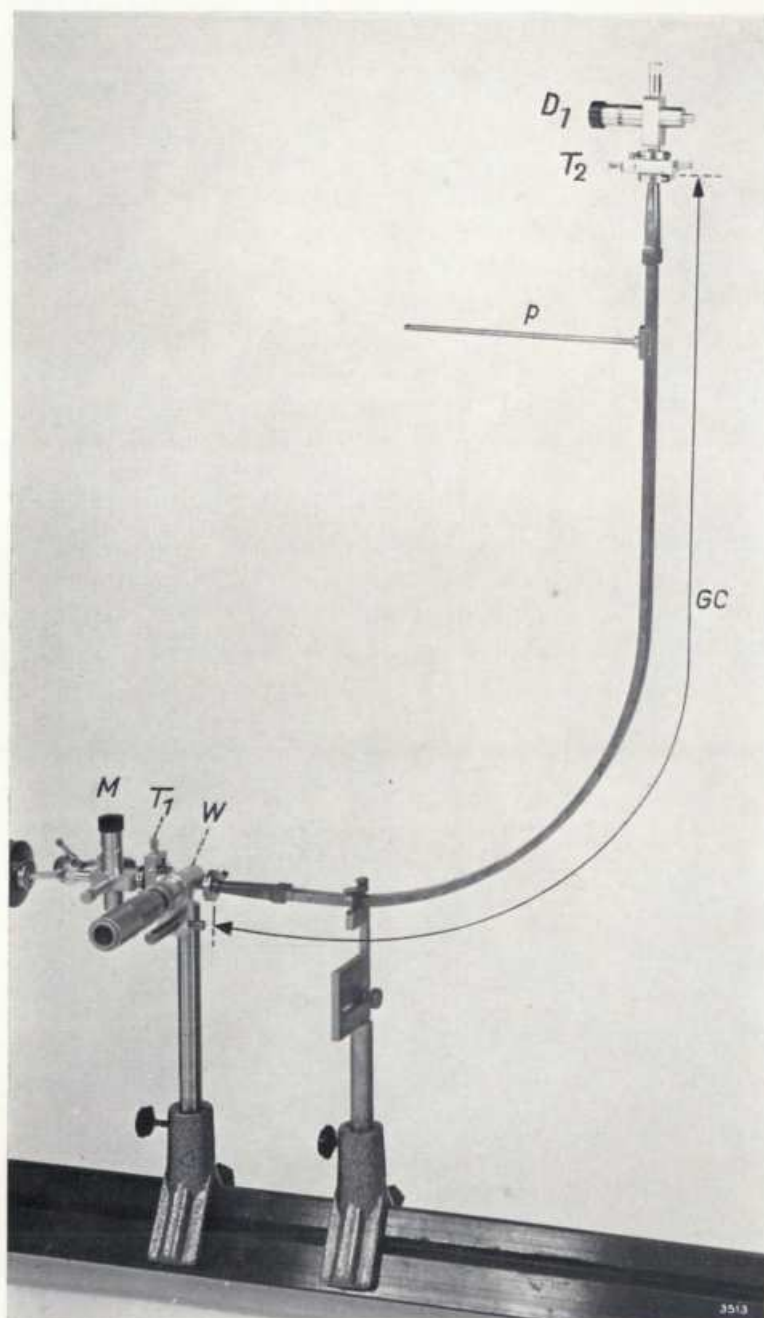


Fig. 10. Het 2-mm-gedeelte van de opstelling, waarvan het schema is gegeven in fig. 9. p is de pompstengel van de gascel GC. Betekenis van de overige letters als in fig. 9. Ter controle is ook in het 2-mm-gedeelte een golfmeter (W) opgenomen (TE_{01n} -modus).

gasdicht gemaakt doordat de overgangen zijn voorzien van mica vensters (c en d in fig. 9). In fig. 10 is de pompaansluiting p te zien, waarmee de gascel wordt vacuümpompt voordat men het te onderzoeken gas toelaat.

Een gas dat een absorptielijn in de buurt van 2 mm golflengte vertoont, is carbonylsulfide (COS). Het COS -molecuul is een lineaire rotator, d.w.z. de drie samenstellende atomen liggen op een rechte lijn ($S=C=O$), en het molecuul roteert om een as loodrecht op deze lijn. De overgangen tussen de rotatieniveaus liggen in het microgolfg gebied. Zo heeft men voor COS de volgende overgangen in het 2-mm-gebied berekend:

overgang van niveau 9 naar niveau 10
bij 121,625 GHz,
overgang van niveau 11 naar niveau 12
bij 145,947 GHz,
overgang van niveau 13 naar niveau 14
bij 170,267 GHz.

In het volgende willen wij laten zien hoe deze absorptiefrequenties kunnen worden gemeten ⁷⁾. Wij kiezen daartoe die welke in de buurt van 146 GHz ligt. De reflectorspanning van het klystron wordt gemoduleerd met de zaagtandspanning die in de oscilloscoop O voor de horizontale afbuiging zorgt. Het klystron oscilleert alleen wanneer de ogenblikswaarde v_r van de reflectorspanning tussen de grenzen V_{r1} en V_{r2} ligt, en in dit gebied varieert de frequentie f min of meer lineair met v_r (fig. 11).

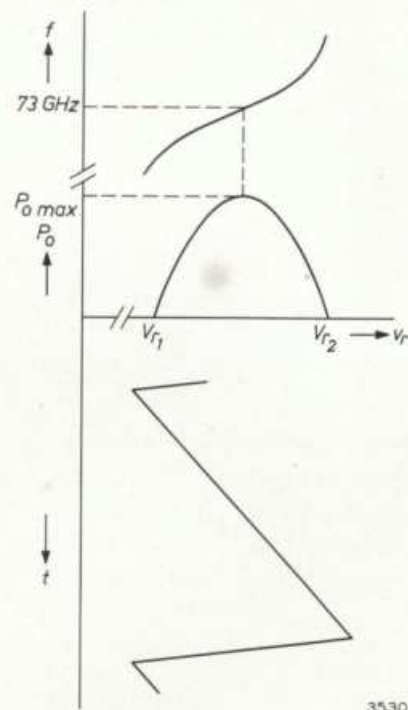


Fig. 11. De reflectorspanning v_r van het klystron in fig. 9 varieert zaagtandvormig met de tijd t . Tussen de grenzen V_{r1} en V_{r2} oscilleert het klystron en variëren het uitgangsvermogen P_0 en de frequentie f zoals getekend. Bij $P_0 = P_{0max}$ moet f ca. 73 GHz bedragen.

⁷⁾ C. G. Montgomery, Technique of microwave measurements, M. I. T. Radiation Lab. Ser., deel 11, McGraw-Hill, New York 1947, blz. 24-33.

Er wordt dus een zeker frequentiegebied bestreken ⁸⁾. De frequentiezwaai bedraagt b.v. 0,1 GHz, en de frequentie moet zwaaien om ca. 73 GHz, welke waarde moet optreden in de buurt van het maximale uitgangsvermogen $P_{o \max}$.

Of aan deze laatste voorwaarden is voldaan, kan men als volgt controleren. Men schakelt de generator G uit en sluit de oscilloscoop aan op de vermenigvuldiger M , die nu tijdelijk als 4-mm-detector fungeert. Er ontstaat dan een oscillogram zoals dat van fig. 12. Dit toont de vermogenskarakteristiek van het klystron: P_o als functie van v_r (en dus van f), met daarop gesuperponeerd een dip, die veroorzaakt wordt door de absorptie in de 4-mm-golfmeter. Deze laatste is afgestemd op 73 GHz. Is het klystron goed afgestemd, dan valt het maximum van de kromme bij dezelfde frequentie als de dip. Is dit niet het geval, dan moet men het klystron mechanisch verstemen tot het maximum met de dip samenvalt.

Met de schakeling volgens fig. 9 krijgt men, als in de gascel geen gas aanwezig is, een oscillogram zoals dat van fig. 13a. Met COS-gas in de cel wordt het beeld als in fig. 13b, waarin de absorptielijn te zien is. Hoe scherper deze lijn, des te nauwkeuriger de frequentie bepaald kan worden. Bij gegeven volume van de gascel neemt de lijnbreedte, als gevolg van de wisselwerking tussen de moleculen, toe naarmate de gasdruk hoger is. Een te groot microgolfvermogen heeft, door de dan optredende verzadiging van het hogere niveau, een zelfde nadelig effect.

De frequentiebepaling geschiedt in eerste instantie met behulp van een 4- of een 2-mm-golfmeter. Met b.v. een zorgvuldig geijkte TE_{01n} -golfmeter

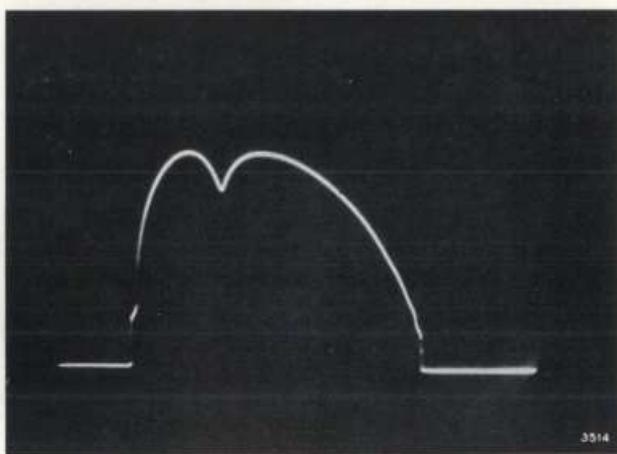


Fig. 12. Oscillogram van het gedetecteerde uitgangsvermogen P_o van het klystron; abscis is zowel de tijd als de frequentie. De dip markeert de frequentie waarop de golfmeter is afgestemd (73 GHz). Het klystron wordt mechanisch zo afgestemd dat de top van P_o optreedt bij deze frequentie.

⁸⁾ Hierbij wordt dus gebruik gemaakt van het „elektronisch bestreken afstemgebied” van het reflexieklystron; zie Philips techn. T. 21, 228 (fig. 6), 1959 (no. 8/9).

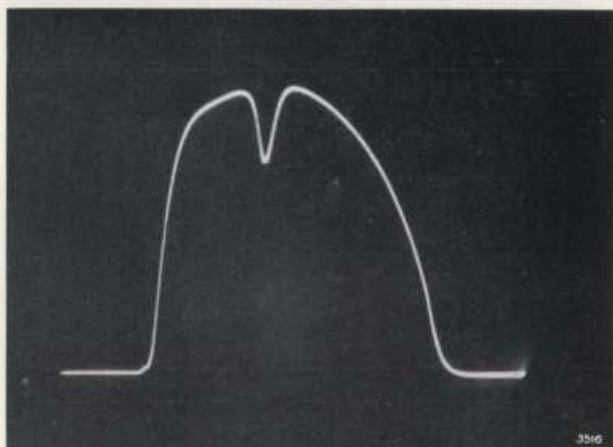
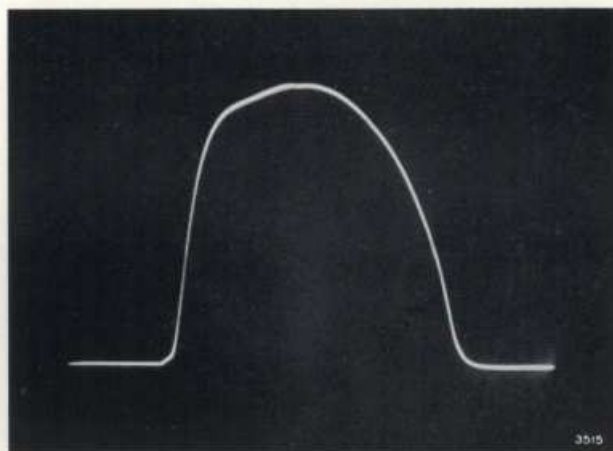


Fig. 13. Oscillogrammen die men op de oscilloscoop O in fig. 9 waarneemt, a) gascel vacuüm, b) gascel gevuld met COS-gas. De absorptielijn in (b) treedt op bij een frequentie van ca. 146 GHz.

van goede constructie kan de meting tot op 0,01% nauwkeurig zijn. Voor een grotere nauwkeurigheid is een uitgebreide apparatuur nodig ⁹⁾, o.a. een frequentiestandaard die regelmatig gecontroleerd wordt. Bespreking hiervan valt buiten het kader van dit artikel.

⁹⁾ O. R. Gilliam, Ch. M. Johnson en W. Gordy, Microwave spectroscopy in the region from two to three millimeters, Phys. Rev. 78, 140-144, 1950.

Samenvatting. Als vervolg op deel I, waarin onderdelen van golfpijpapparatuur voor 2-mm-golven zijn behandeld, worden in deel II ter illustratie drie meetopstellingen beschreven. De eerste dient voor het meten van het dissipatieve verlies van microgolfonderdelen, in de orde van 0,1 tot 3 dB. Met de tweede opstelling wordt de reflexiecoëfficiënt van onbekende impedanties bepaald door middel van een brugschakeling met een hybride T. Met bepaalde voorzorgen zijn (spannings-) reflexiecoëfficiënten kleiner dan 0,01 nog redelijk nauwkeurig te meten. De derde opstelling dient voor het experimenteel bepalen van absorptielijnen van gassen. Als voorbeeld is het gas carbonylsulfide (COS) gekozen, dat een absorptie vertoont bij ca. 146 GHz. Er komen ook nog enige 2-mm-onderdelen ter sprake die in deel I niet zijn behandeld: een kristaldetector, een golfpijpschakelaar en een richtingsisolator.

EEN MAGNETISCH ASLEGER

door F. Th. BACKERS.

621.822.824:538.12:621.318.124

Ondersteuning van een draaiende as zodanig dat geen materieel contact met de as wordt gemaakt, kan voor technische toepassingen van belang zijn. Men denke aan gevallen waarin de wrijving of de slijtage bijzonder klein moet zijn, of waarin de smeerolie, onder invloed van straling (bij een kernreactor b.v.) ontleed zou worden. Onderstaand artikel behandelt de theorie van een as die door magnetische velden zwevend wordt gehouden, en vergelijkt de theorie met de uitkomsten van metingen die aan verschillend gedimensioneerde „magnetische legers” zijn gedaan.

Draaiende assen worden ondersteund door legers, waarbij de nodige krachten worden overgebracht door materieel contact tussen as en leger. De wrijving en de slijtage die van dit contact het onvermijdelijke gevolg zijn, worden zoveel mogelijk beperkt door het gebruik van een smeermiddel.

Aantrekkelijk is de gedachte, de wrijving en de slijtage tot nul te reduceren door levitatie van de as, d.w.z. door de as te laten zweven. Van de verschillende methodes waarmee in principe levitatie kan worden verkregen, komen in het geval van een draaiende as alleen die in aanmerking welke berusten op de werking van magnetische velden ¹⁾. Van deze methodes kunnen uit praktisch oogpunt buiten beschouwing blijven degene waarbij gebruik gemaakt wordt van een diamagnetisch lichaam of van een supergeleider ¹⁾, terwijl magnetodynamische methodes het bezwaar hebben dat voor de levitatie een voortdurende energietoevoer noodzakelijk is. De enige dan nog resterende mogelijkheid, toegepast voor een „magnetisch leger”, is beschreven in een octrooiaanvraag ²⁾, doch, zover wij weten, nooit verwezenlijkt. In het Philipslaboratorium te Eindhoven is de gunstigste dimensionering van zulke magnetische legers, waarbij de as door magnetische velden zwevend wordt gehouden, bestudeerd. Vervolgens zijn er enige geconstrueerd, waaraan door metingen de theorie is geverifieerd.

Beschrijving van het magnetische leger

Een principeschets van het magnetische leger is gegeven in fig. 1. De te ondersteunen as *A* is voorzien van een aantal binnenringen *B*, die vast met de as zijn verbonden. Deze ringen zijn gemaakt van het keramische, permanent magnetische materiaal ferroxdure I. Ze zijn radiaal gemagnetiseerd, zodanig

dat naast elkaar liggende ringen tegengestelde polariteiten bezitten: als van de p^{de} ring de magnetisatie naar de as toe is gericht, is van de $(p-1)^{ste}$ en de $(p+1)^{ste}$ ring de magnetisatie van de as af gericht. In fig. 1 zijn voor ieder van de twee legers vier van deze binnenringen getekend. Men kan ook een groter aantal gebruiken; de theorie gaat uit van een zeer groot aantal.

De as met de binnenringen *B* is geplaatst in het veld van een even groot aantal, even dikke buitenringen *C*, die vast in het huis van het leger zijn gemonteerd. Deze ringen *C* zijn eveneens van ferroxdure I met afwisselende polariteiten, en deze laatste zijn tegengesteld aan die van de ertegenoverliggende binnenringen. Dat dit laatste nodig is, kan men als volgt inzien. Als ten gevolge van uitwendige krachten op de as de ringen *B* en *C* niet meer concentrisch zijn, zal de magnetische kracht op de plaats waar de ringen elkaar het dichtst naderen, groter zijn dan diametraal ertegenover. Zijn nu tegenover elkaar liggende ringen van tegengestelde polariteit, dan zal de resulterende kracht de as terugduwen naar de concentrische positie. De as is dus, wat betreft radiale uitwijkingen, in stabiel evenwicht. Hadden tegenover elkaar liggende binnen- en buitenringen dezelfde polariteit, dan zou het evenwicht labiel zijn.

Bij een axiale uitwijking treedt een kracht op die de uitwijking nog groter wil maken, zodat in axiale richting het evenwicht labiel is. Dit laatste kan in overeenstemming met een theorema van Earnshaw ³⁾ aldus geformuleerd worden: een permanente magneet kan niet in stabiel evenwicht verkeren in het veld van andere permanente magneten. De axiale instabiliteit kan echter binnen de perken worden gehouden door de as tegen een

¹⁾ A. H. Boerdijk, Levitatie door magnetostatische velden, Philips techn. T. 18, 109-112, 1956.

²⁾ Deutsche Patentanmeldung B 30 042 van 1954 (Deutsche Auslegeschrift 1017 871 van 1957), ten name van M. Baermann.

³⁾ S. Earnshaw, Trans. Cambr. Phil. Soc. 7, 97-112, 1842. Zie ook: J. C. Maxwell, A treatise on electricity and magnetism, Clarendon, Oxford 1873, dl. 1, blz. 139-141; G. J. Elias, Theorie van het elektromagnetische veld, Noordhoff, Groningen 1946, dl. 1, blz. 104.

aanslag te laten stuiten als de uitwijking te groot zou worden. Een andere methode, zonder materieel contact, wordt aanstonds nog besproken („opmerking c”, blz. 244).

Dat het gunstig is het leger op te bouwen uit een aantal naast elkaar liggende ringen van tegengestelde polariteit, in plaats van uit één ring met overal dezelfde polariteit, zal bij de theorie worden aangetoond.

stelsel zo georiënteerd dat het bovenvlak in het vlak $y=0$ ligt. De plaat is in de y -richting gemagnetiseerd, en de sterkte van de magnetisatie $I (= B - \mu_0 H)$ is uitsluitend een functie van z , en wel, naar we voorlopig aannemen, een cosinusfunctie:

$$I = I_0 \cos 2\pi z / \lambda.$$

Met deze uitdrukking is tevens een zich periodiek in de z -richting herhalende afstand λ (de „golf-

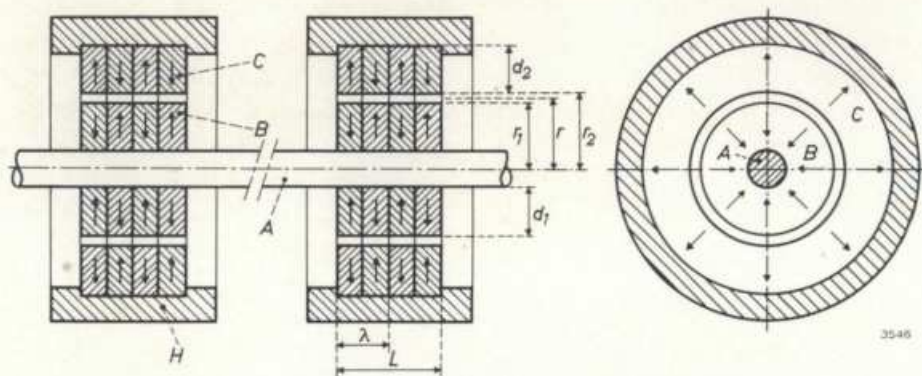


Fig. 1. Principeschets van een as met twee magnetische legers. De binnenringen B zijn gemonteerd op de te dragen as A . Het geheel kan draaien in het veld van de stilstaande buitenringen C . Naast elkaar liggende ringen zijn radiaal gemagnetiseerd met tegengestelde richtingen, tegenover elkaar staande ringen eveneens. H huis.

De theorie van het magnetische leger

Bij het magnetische leger treden twee karakteristieke grootheden op: het radiale draagvermogen F_0 , zijnde de uitwendige kracht op de as die nodig is om de binnenringen in contact met de buitenringen te brengen, en de radiale stijfheid S , die de kracht per eenheid van verplaatsing in radiale richting geeft. In het volgende worden deze twee grootheden berekend.

Er wordt uitgegaan van een oneindig groot gedachte vlakke plaat C van ferroxdure, met dikte d (fig. 2). De plaat is in het getekende coördinaten-

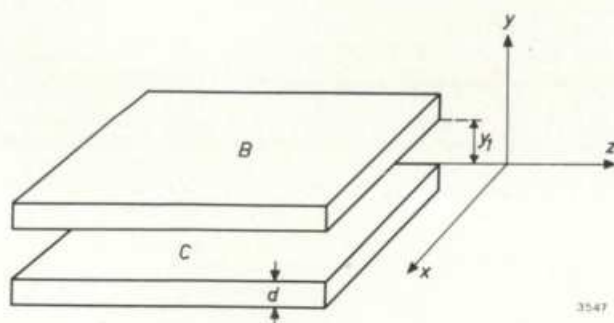


Fig. 2. Twee oneindig groot gedachte platen, B en C , beide met magnetisatie in de y -richting. De magnetisatie van plaat C bedraagt $I = I_0 \cos 2\pi z / \lambda$, en die van plaat B bedraagt $I = I_0 \cos 2\pi(z + z_0) / \lambda$.

lengte”) gedefinieerd. Straks zullen we ook een ander verloop van I met z beschouwen.

Een belangrijke grootheid is de magnetische potentiaal, d.i. de grootheid waaruit de componenten H_x , H_y en H_z van het magnetische veld volgen door differentiëren naar resp. x , y en z . De magnetische potentiaal U in een punt (x, y, z) boven de plaat kan — zij het niet eenvoudig — berekend worden met behulp van de formule:

$$U(x, y, z) = \frac{1}{4\pi\mu_0} \int_V \frac{\mathbf{I} \cdot \mathbf{r}}{r^3} dV.$$

Hierin is μ_0 de permeabiliteit van het vacuüm ($= 4\pi \times 10^{-7}$ H/m), $\mathbf{r}$ de radiusvector van het volume-elementje dV naar het punt (x, y, z) , en $\mathbf{I}$ de magnetisatievector. Door de integratie uit te voeren over het volume van de plaat, vindt men:

$$U(x, y, z) = \frac{I_0 \lambda}{4\pi\mu_0} \{1 - \exp(-2\pi d / \lambda)\} \{\exp(-2\pi y / \lambda)\} \cos 2\pi z / \lambda.$$

Door differentiëren volgt hieruit de y -component van de magnetische veldsterkte: $H_y = -\partial U / \partial y$.

Zij nu B een tweede plaat van ferroxdure, evenwijdig met de plaat C op een afstand y_1 ervandaan

(fig. 2). De platen B en C worden identiek ondersteld, met dien verstande dat de magnetisatie van B ruimtelijk in fase verschoven is ten opzichte van die van C :

$$I = I_0 \cos 2\pi(z + z_0)/\lambda.$$

De potentiële energie van B in het veld van C bedraagt nu:

$$E = - \int_V \mathbf{I} \cdot \mathbf{H} dV = - \int_V I H_y dV,$$

waarin de vector $\mathbf{I}$ nu de magnetisatie van de plaat B is, en de vector $\mathbf{H}$ het veld van de plaat C . Noemen we $E(\lambda, w)$ de energie van een blokje van plaat B , met lengte λ in de z -richting, breedte w in de x -richting en dikte d , dan bedraagt de afstotende kracht die B in het veld van C ondervindt, per eenheid van oppervlakte:

$$\sigma_y = - \frac{1}{w\lambda} \frac{\partial E(\lambda, w)}{\partial y}.$$

Op deze wijze wordt gevonden:

$$\sigma_y = - \frac{I_0^2}{4\mu_0} \{1 - \exp(-2\pi d/\lambda)\}^2 \{\exp(-2\pi y_1/\lambda)\} \cos 2\pi z_0/\lambda.$$

Wordt in deze vergelijking uitsluitend λ gevarieerd, dan blijkt dat σ_y tot nul nadert in de beide limietgevallen $\lambda \rightarrow 0$ en $\lambda \rightarrow \infty$. In het eerste geval komen de tegengestelde polariteiten oneindig dicht naast elkaar te liggen, zodat ze elkaars werkingen opheffen. In het tweede geval blijft het magnetische veld geheel binnen het ferroxdure, en daarbuiten is er dus geen veld aanwezig; dit is in te zien door te bedenken dat bij de oneindig grote plaat H constant moet zijn (krachtlijnen evenwijdig aan elkaar) en dan alleen de waarde nul kan hebben, daar de lengte van de krachtlijnen buiten de plaat oneindig groot is. De twee limietgevallen maken het plausibel om te zoeken naar een optimale waarde van λ .

Daar σ_y positief is in de richting van de positieve y -as, kan een zo groot mogelijke aantrekkende kracht verkregen worden als de afstand z_0 , die de fazeverschuiving bepaalt, gelijk aan nul gekozen wordt, hetgeen wil zeggen dat de magnetisatie van plaat B ruimtelijk in fase is met die van C (dit is ook zonder berekening wel in te zien). Omdat in het geval van het magnetische leger een zo groot mogelijke afstotende kracht gewenst is, wordt in het volgende $z_0 = \frac{1}{2}\lambda$ gekozen; de magnetisatie van B is dan een halve golflengte in fase verschoven ten opzichte van die van C . Voorts wordt de dikte d

voldoende groot ondersteld om $\exp(-2\pi d/\lambda)$ verwaarloosbaar ten opzichte van 1 te maken; $d = \lambda$ b.v. levert voor deze e -macht ongeveer 0,002. Een en ander leidt tot:

$$\sigma_y = \frac{I_0^2}{4\mu_0} \exp(-2\pi y_1/\lambda). \quad \dots (1)$$

Om nu van de vlakke platen B en C te komen tot het leger, snijden we in gedachten een stuk van geschikte afmetingen en voldoende grootte uit de platen en buigen deze stukken om, tot holle cilinders ontstaan, waarvan de as evenwijdig met de z -as is en de radiale richting overeenkomt met de oorspronkelijke y -richting. De afstand y_1 wordt nu de afstand tussen de binnenringen B en de buitenringen C van het eerder beschreven leger, en de lengte (afmeting in axiale richting) van een ring is $\frac{1}{2}\lambda$. De gedachte die aan de beschreven procedure ten grondslag ligt, is dat de afstotende kracht, werkend op een elementje van B , voornamelijk afkomstig is van een beperkt gebiedje van C , in de onmiddellijke nabijheid van het beschouwde elementje. Als de kromtestraal van de cilinder groot ten opzichte van y_1 is, kan het genoemde gebiedje van C als vlak beschouwd worden. Dan mag de bovenstaande theorie voor het „vlakke geval” toegepast worden op het cilindrische geval van het leger.

De radiale kracht, werkend op een oppervlakte-elementje $Lr d\theta$, waarin L de lengte van het leger is en r de gemiddelde straal (fig. 1), bedraagt nu:

$$dF_y = \sigma_y Lr d\theta. \quad \dots (2)$$

Hierin is σ_y gegeven door (1); de in (1) voorkomende y_1 kan worden benaderd (zie fig. 3) door

$$y_1 = c + e \cos \theta. \quad \dots (3)$$

Hierin is e de excentriciteit van de as, en c de maximale radiale uitwijking, gelijk aan het verschil van de stralen der naar elkaar toe gekeerde oppervlakken van de ringen, in het volgende de speling genoemd. De hoek θ wordt zo gerekend dat y_1 maximaal is voor θ gelijk aan nul.

Uit symmetrieoverwegingen is in te zien dat bij een radiale verplaatsing van de as de resulterende kracht geen component loodrecht op de verplaatsing kan hebben. De bijdrage van de kracht op het elementje $Lr d\theta$ tot de totale terugdrijvende kracht, tegen de verplaatsing in, is derhalve:

$$dF = - \cos \theta dF_y. \quad \dots (4)$$

Voor $-\frac{1}{2}\pi < \theta < \frac{1}{2}\pi$ is de genoemde bijdrage dus negatief. Dit wil zeggen dat deze bijdrage de verplaatsing groter maakt, terwijl dat deel van het leger

waarvoor $\frac{1}{2}\pi < \Theta < \frac{3}{2}\pi$ is, een positieve bijdrage levert. Na integratie van verg. (4) over Θ , met substitutie van de verg. (1), (2) en (3), wordt de totale teruggrijvende kracht F gevonden; deze kracht is zo groot mogelijk als de excentriciteit e gelijk is aan de speling c , en is dan gelijk aan het radiale draagvermogen F_0 , welke grootte we ons ten doel hadden gesteld te berekenen. We vinden nu:

$$F = -A \exp(-b) \int_0^\pi \cos \Theta \exp(-b' \cos \Theta) d\Theta,$$

waarin $A = LrI_0^2/2\mu_0$, $b = 2\pi c/\lambda$ en $b' = 2\pi e/\lambda$. De waarde van F_0 volgt hieruit onmiddellijk door $b' = b$ te kiezen.

Uit een numerieke berekening van F_0 als functie van b blijkt dat F_0 een vrij vlak maximum vertoont voor b ongeveer gelijk aan 1. Daaruit volgt dat de relatie

$$2\pi c/\lambda = 1 \quad \dots \quad (5a)$$

een optimaal gedimensioneerd leger geeft. De ringlengte $\frac{1}{2}\lambda$ moet dus ongeveer drie maal zo groot zijn als de speling c . De grootte van het draagvermogen is dan 0,655 A , dus:

$$(F_0)_{\max} = 0,655 LrI_0^2/2\mu_0. \quad \dots \quad (5b)$$

In fig. 4 is de teruggrijvende kracht F , in procenten van $(F_0)_{\max}$, gegeven als functie van b' en met b als parameter. Deze krommen duiden we aan

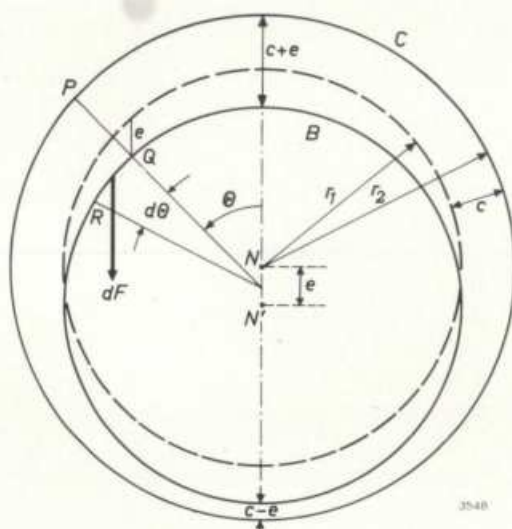


Fig. 3. As excentrisch ten opzichte van het leger. N is het middelpunt van de buitenringen, N' het middelpunt van de binnenringen. De excentriciteit is e . In de concentrische positie (gestippeld) valt N' samen met N . Bij benadering geldt, als r_1 weinig van r_2 verschilt:

$$y_1 = PQ = c + e \cos \Theta \quad \text{en} \quad RQ = r d\Theta,$$

waarin r het gemiddelde van r_1 en r_2 is. dF is de component van de kracht die op het elementje $rL d\Theta$ werkt, evenwijdig met de verplaatsing,

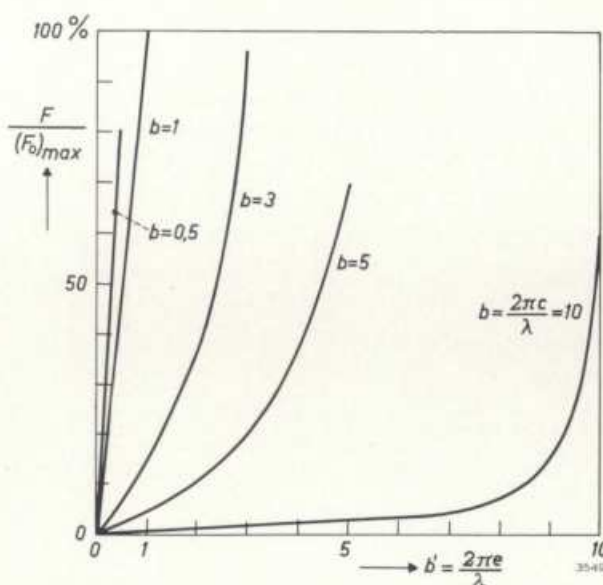


Fig. 4. Berekende legerkarakteristieken voor een cosinusvormig verlopende magnetisatie. In % van het draagvermogen $(F_0)_{\max}$ is de kracht F die de as naar de concentrische positie teruggrijft, uitgezet als functie van de uitwijking e , met als parameter de waarde van $b (= 2\pi c/\lambda)$. Voor een bepaalde b is F zo groot mogelijk als e gelijk is aan de radiale speling c , dus als $b' = b$; dan is $F = F_0$. Deze laatste waarde heeft een maximum voor $b = 1$.

als de legerkarakteristieken. Voor b ongeveer gelijk aan 1 is de karakteristiek nagenoeg rechtlijnig, zodat de radiale stijfheid S dan kan worden voorgesteld door:

$$S = (F_0)_{\max}/c.$$

In het bovenstaande is voor de magnetisatie een cosinusfunctie ondersteld. De berekening kan eveneens worden uitgevoerd voor een rechthoekig verlopende radiale magnetisatie:

$$I = +I_0 \quad \text{voor} \quad 0 < z < \frac{1}{2}\lambda,$$

$$I = -I_0 \quad \text{voor} \quad \frac{1}{2}\lambda < z < \lambda, \text{ enz.}$$

In dit geval is het maximale draagvermogen gegeven door:

$$(F_0)_{\max} = 1,20 LrI_0^2/2\mu_0. \quad \dots \quad (6)$$

dus ruim 1,8 maal zo groot als volgens (5b).

Experimentele resultaten

Gemaakt is een legering waarvan λ en c gevarieerd konden worden, ten einde enkele theoretische relaties te toetsen. Dat $b = 2\pi c/\lambda$ optimaal ongeveer gelijk aan 1 moet zijn, kan eenvoudig getoetst worden; de meting van c en λ levert geen moeilijkheden op. De controle van $(F_0)_{\max}$ daarentegen is minder eenvoudig, omdat hiervoor de grootte van I_0 bekend moet zijn, welke waarde niet gemakkelijk met de gewenste nauwkeurigheid gemeten kan worden. Daarenboven is het noodzakelijk dat het „type” van de magnetisatie bekend is, b.v. een cosinusvormig

dan wel een rechthoekig verloop. Daarbij komt dan nog de vraag of I_0 in radiale richting in het ferroxdure wel constant is. Redenen genoeg om in te zien dat de experimenten niet meer dan een ruwe controle van de formule voor het draagvermogen kunnen geven.

Drie typen ringen zijn gemaakt, van ieder 80 stuks, en wel één type buitenringen C en twee typen binnenringen, B en B' (fig. 5). Op beide einden van een as, waarop zich ook een wiel bevond, werden 40 binnenringen gemonteerd, en voorts werden twee legers gemaakt van 40 buitenringen. De lengte van de ringen is 1,5 mm, welk getal tevens de minimumwaarde van $\frac{1}{2}\lambda$ geeft; door n ringen van dezelfde polariteit naast elkaar te leggen, krijgt men $\frac{1}{2}\lambda = n \times 1,5$ mm.

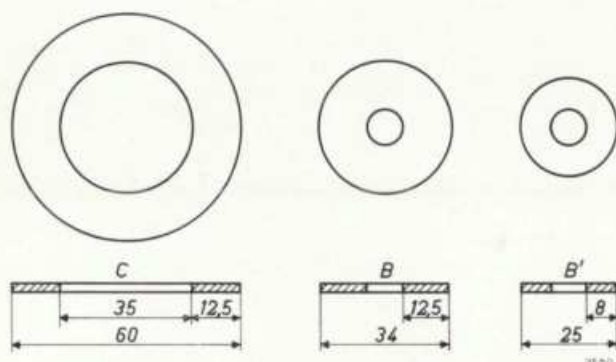


Fig. 5. Afmetingen van de buitenringen C en van twee soorten binnenringen B en B' , die voor de proeven zijn gebruikt.

De volgende combinaties van ringen zijn geprobeerd:

- 1) Ringen C en B met afwisselende polariteiten, zodat $\lambda = 3$ mm is. De ringen hebben zodanige afmetingen dat de speling c gelijk is aan 0,5 mm, waaruit volgt dat b ongeveer 1 is.
- 2) Ringen C en B met telkens tien ringen van dezelfde polariteit naast elkaar; $\lambda = 30$ mm, $b \approx 0,1$.
- 3) Ringen C en B' . De ringen B' zijn kleiner dan de ringen B , en wel zo veel dat nu $c = 5$ mm is. Hier werd λ weer gelijk aan 3 mm gekozen, waaruit volgt dat b ongeveer 10 is.

Bij de experimenten (1) en (2) was de straal r ruim 17 mm, en in alle gevallen is de totale lengte van de twee legers tezamen $L = 120$ mm.

De karakteristieken van de drie typen legers (kracht F in newton als functie van de excentriciteit e in mm) zijn gegeven in de figuren 6, 7, 8 en 9; de getrokken krommen hierin stellen de meetresultaten voor, de gestippelde krommen de berekende waarden. Uit fig. 9 blijkt in het bijzonder dat het radiale draagvermogen en de radiale stijfheid het grootst zijn als $b = 1$ is.

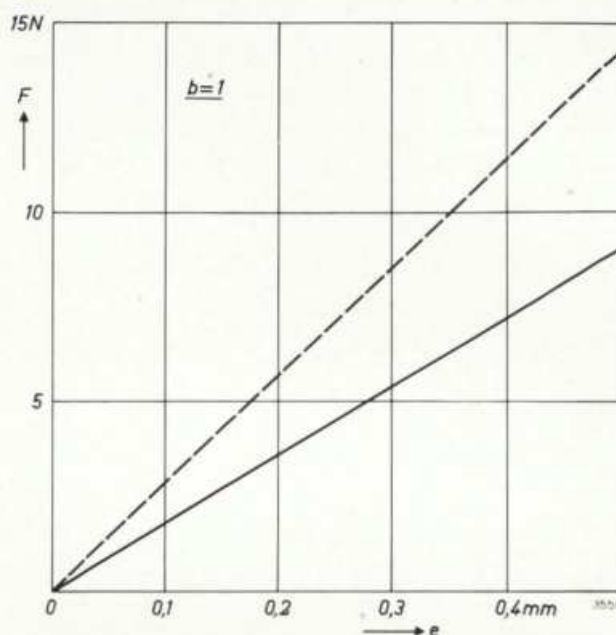


Fig. 6. Karakteristiek van een optimaal gedimensioneerd leger ($b = 1$). De gestippelde karakteristiek is berekend voor een cosinusvormig verloopende magnetisatie met $I_0 = 0,17$ Wb/m². De getrokken lijn is de gemeten karakteristiek.

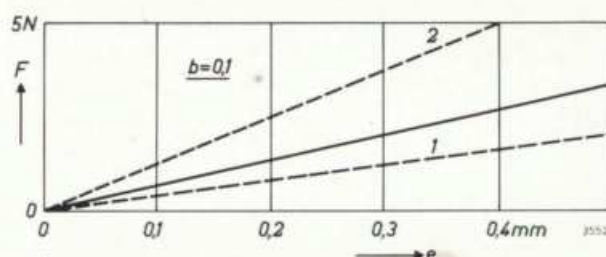


Fig. 7. Karakteristiek van een leger met $b = 0,1$. De stippellijnen 1 en 2 zijn berekende karakteristieken met $I_0 = 0,17$ Wb/m² (1 voor een cosinusvormig, 2 voor een rechthoekig verloopende magnetisatie). De getrokken lijn is de gemeten karakteristiek.

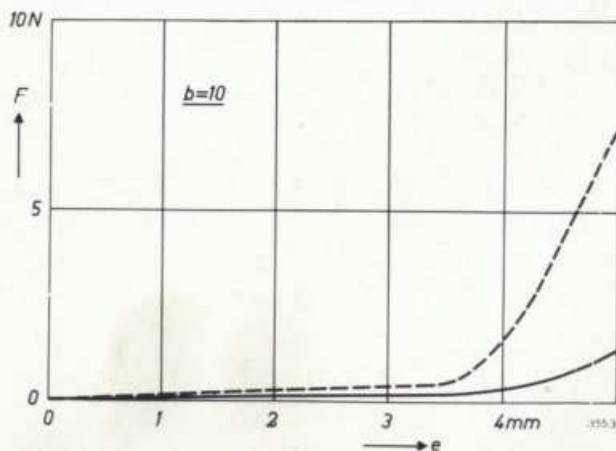


Fig. 8. Karakteristiek van een leger met $b = 10$. De stippellijn is de berekende karakteristiek voor een cosinusvormig verloopende magnetisatie met $I_0 = 0,17$ Wb/m². De getrokken lijn is de gemeten karakteristiek.

Wat het type van de magnetisatie betreft, is in geval (2), waar λ groot is, met goede benadering een rechthoekig verloop te verwachten, terwijl in de gevallen (1) en (3) een cosinusfunctie het werkelijke verloop dichter zal benaderen. Voor geval (2), fig. 7, zijn de theoretische krommen voor beide typen van magnetisatie gegeven.

De grootte van d is bij de ringen B en C ongeveer 12,5 mm en bij de ringen B' ongeveer 8 mm. Hieruit volgt dat de verwaarlozing van $\exp(-2\pi d/\lambda)$ ten opzichte van 1 ruimschoots gerechtvaardigd is in de gevallen (1) en (3), doch niet in geval (2), waar d ca. $\frac{1}{2}\lambda$ is en $\exp(-2\pi \times 12,5/30) \approx 0,07$; in de berekening voor geval (2) is de term $\exp(-2\pi d/\lambda)$ dan ook niet verwaarloosd.

Als we nu de theoretische en de gemeten karakteristieken met elkaar vergelijken, zien we in de eerste plaats dat in geval (3), fig. 8, de afwijking tussen de theoretische en de gemeten waarde van F_0 zeer aanzienlijk is. Dit is niet verwonderlijk, aangezien in de theorie ondersteld is dat de speling c klein is ten opzichte van de gemiddelde straal r , terwijl hier aan deze voorwaarde niet is voldaan. In de gevallen (1) en (2) daarentegen blijkt dat de afwijkingen tussen de verwachte en de gemeten krommen wellicht te verklaren zijn door een fout in de meting van de magnetisatie.

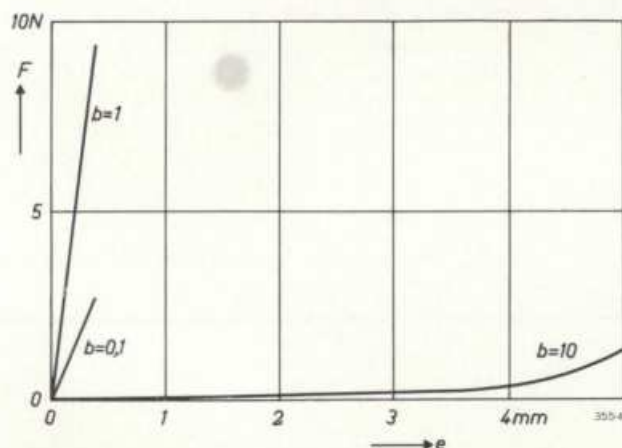


Fig. 9. De drie gemeten legerkarakteristieken in één figuur. Duidelijk is te zien dat $b = 1$ een optimaal gedimensioneerd leger geeft.

Deze werd op verschillende wijzen gemeten. Het gemiddelde van de metingen was: $I_0 = 0,17 \text{ Wb/m}^2$ met een mogelijke fout van ongeveer 20%. Daar $(F_0)_{\max}$ evenredig is met I_0^2 , kan deze fout leiden tot een fout van ca. 40% in het eindresultaat. Aannemend dat de theorie juist is en dat in geval (1) de magnetisatie volgens een cosinusfunctie verliep, volgt uit de gemeten kromme

in fig. 6: $I_0 = 0,13 \text{ Wb/m}^2$. Deze waarde wijkt niet meer dan ca. 20% van de gemiddelde gemeten waarde af. Kiezen we deze „gecorrigeerde” waarde voor de berekening van de theoretische krommen in geval (2), fig. 7, dan valt de kromme voor een rechthoekig verloop van de magnetisatie vrijwel samen met de gemeten kromme, hetgeen strookt met de verwachting.

We merken nog op dat de metingen van I_0 in feite de remanente magnetisatie geven; deze is alleen dan gelijk aan de magnetisatie in het werkelijke geval (magneet in het veld van andere magneten) als de relatieve permeabiliteit μ_r gelijk aan 1 is. Een uitwendig veld H geeft immers een bijdrage tot de magnetisatie gelijk aan $\mu_0(\mu_r - 1)H$, en deze is slechts nul indien μ_r gelijk aan 1 is. Dit nu is bij ferroxdure ongeveer het geval, zodat aangenomen mag worden dat de metingen ongeveer de magnetisatie van het gemonteerde leger geven.

Ferroxdure heeft voor de praktische uitvoering nog het voordeel dat zijn soortelijke elektrische weerstand groot is, zodat er bij het roteren van de as slechts geringe wervelstroomverliezen in optreden.

Opmerkingen

a) Bij toenemende lengte L neemt het gewicht van de te dragen binnenringen lineair toe, evenals $(F_0)_{\max}$; bij vergroting van de straal r echter neemt het gewicht kwadratisch toe, terwijl $(F_0)_{\max}$ lineair met r toeneemt. Om nu te voorkomen dat bij een horizontale opstelling van de as het radiale draagvermogen bij grotere constructies ten slotte geheel „verbruikt” zou worden om het eigen gewicht te torsen, maken we gebruik van het feit dat d wel voldoende groot dient te zijn, maar toch niet veel groter dan λ behoeft te zijn. Daardoor is het heel goed mogelijk, gebruik te maken van dikke holle assen, voorzien van ringen met een betrekkelijk kleine d . Men profiteert aldus van de lineaire toename van $(F_0)_{\max}$ met r , terwijl het gewicht nu veel minder dan kwadratisch met r toeneemt.

Bij de typen legers waaraan de beschreven experimenten zijn verricht, bedroeg het gewicht van de as met ringen en wiel iets minder dan 1 kg, dus ongeveer evenveel als de draagkracht van het leger met optimale speling (fig. 6). Met de zojuist genoemde maatregelen kan men de constructie zo verbeteren dat men tot een praktische uitvoering komt. Voorts kan men ook nog een beter materiaal toepassen (zie de volgende opmerking).

b) In het voorgaande hebben we ons uitsluitend beziggehouden met een radiaal gerichte magnetisatie. Dezelfde formules gelden echter voor een

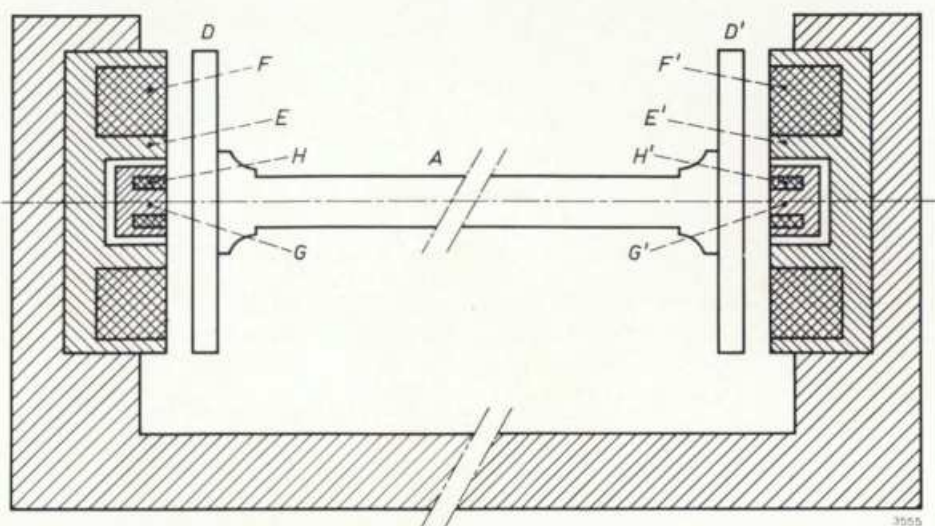


Fig. 10. Inrichting om de as in axiale richting te stabiliseren. D en D' zijn schijven van ferroxcube, die aangetrokken kunnen worden door de elektromagneten E en E' , met de spoelen F en F' . De zelfinductie van de spoeltjes H en H' , met de kernen G en G' , is afhankelijk van de afstand tot de schijven D en D' . De magnetische legers zijn hier niet getekend.

axiale magnetisatie van dezelfde ringen, hetgeen hier niet nader aangetoond zal worden. Een voordeel van axiale magnetisatie is dat de richting van I voor ieder elementje van de ring dezelfde is. Daardoor is het mogelijk, het gerichte ferroxdure II te gebruiken, dat een grotere remanentie bezit⁴⁾. Dit is gunstig, daar $(F_0)_{\max}$ evenredig is met I_0^2 . De voorkeursrichting van het ferroxdure II dient

⁴⁾ A. L. Stuijts, G. W. Rathenau en G. H. Weber, Ferroxdure II en III, anisotrope permanent magnetische materialen, Philips techn. T. 16, 189-195, 1954.

dan samen te vallen met de axiale richting van de ringen.

c) Aangenomen is dat de binnen- en de buitenringen recht tegenover elkaar staan (zie theorie; $z_0 = \frac{1}{2}\lambda$). Als dit niet het geval is, moet het draagvermogen vermenigvuldigd worden met $\cos 2\pi z_0/\lambda$, waaruit blijkt dat een goede positie in axiale richting van belang is, vooral wanneer λ klein is. Er is een methode ontwikkeld om in axiale zin de as te fixeren zonder materieel contact. Daarbij wordt gebruik gemaakt van een elektromechanisch

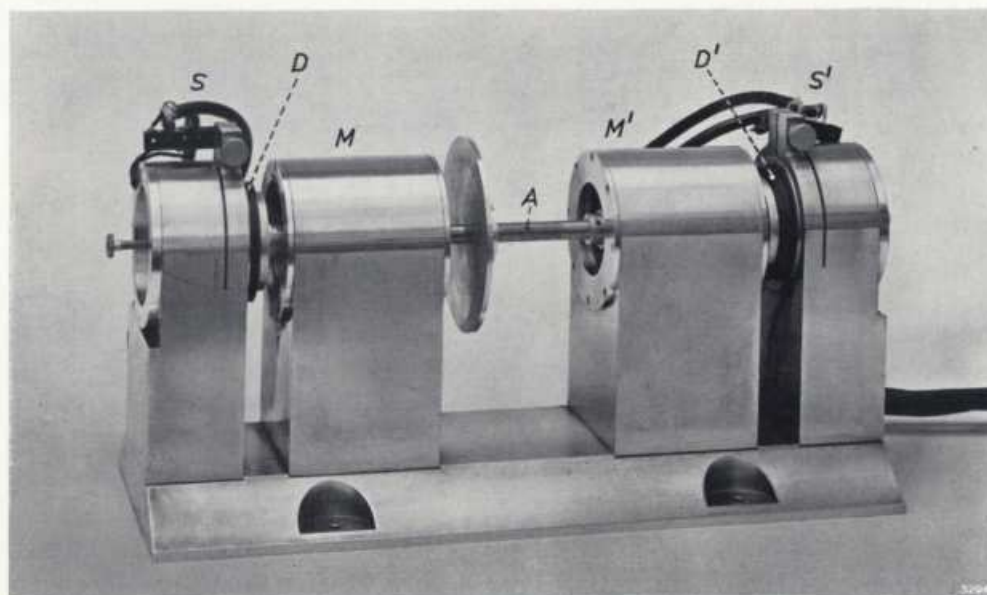
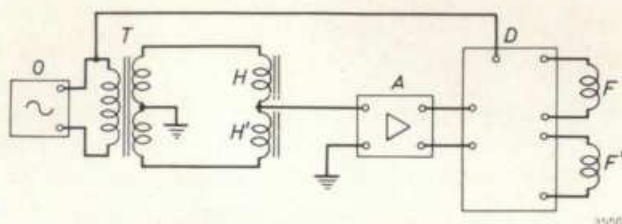


Fig. 11. As A met magnetische legers M en M' , ferroxcubeschijven D en D' , en axiale stabilisering S en S' .

servomechanisme, waarvan het principe, met weglating van het leger zelf, te zien is in *fig. 10*, terwijl in *fig. 11* een foto van de gehele legering met servomechanisme is weergegeven. D en D' zijn schijven van ferroxcube, E en E' elektromagneten met spoelen F en F' , terwijl H en H' spoelen zijn met kernen G en G' . De zelfinductie van de spoelen H en H' neemt af als de afstand tot de tegenoverliggende schijf toeneemt, waardoor het mogelijk wordt, de axiale positie van de as elektrisch te „meten”. H

en H' zijn opgenomen in een brugschakeling (*fig. 12*). Een fout in de positie van de as verstoort het evenwicht van de brug. Al naar gelang de richting waarin de as zich uit de middenstand heeft verplaatst, bekrachtigt een voor de faze gevoelige detector D de spoel F of F' zodanig dat de as naar de evenwichtsstand wordt teruggetrokken. Een geschikt netwerk (niet getekend) tussen de detector en de spoelen F en F' zorgt voor de nodige stabiliteit van het servosysteem.



Samenvatting. Slijtage en wrijving van een draaiende as in zijn legers kunnen nul gemaakt worden door, met vermijding van enig materieel contact, de as met behulp van magnetostatische velden te laten zweven. Er zijn daartoe „magnetische legers” geconstrueerd, met binnenringen, die op de as zijn bevestigd, en buitenringen, die stilstaan. De ringen bestaan uit ferroxdure I en zijn radiaal gemagnetiseerd. De magnetisatie van naast elkaar liggende ringen is afwisselend naar de as toe en van de as af gericht, en tegenover elkaar staande binnen- en buitenringen hebben onderling tegengestelde magnetisatie-richtingen. In axiale richting definieert de wisselende magnetisatie-richting een „golflengte” λ . Theoretisch blijkt dat het leger optimaal is gedimensioneerd als de speling tussen de binnen- en de buitenringen gelijk is aan $\lambda/2\pi$. Experimenten hebben dit bevestigd. Het leger is stabiel in radiale richting en kan met behulp van een elektromechanisch servosysteem ook in axiale richting gestabiliseerd worden.

Fig. 12. De spoeltjes H en H' (*fig. 10*) zijn opgenomen in een brugschakeling, die over een transformator T gevoed wordt uit een oscillator O . De brug is in evenwicht als de zelfinductie van H gelijk is aan die van H' . Een axiale verplaatsing van de as verstoort het evenwicht; dit heeft tot gevolg dat de voor de faze gevoelige detector D één van de spoelen F en F' bekrachtigt, en wel diegene die de as naar de middenstand terugtrekt. A versterker.

FYSISCH ONDERZOEK BIJ LAGE TEMPERATUUR

II. ELEKTRONENGELEIDING IN METALEN EN HALFGELEIDERS

door J. VOLGER.

536.48

Had het vorige artikel van deze serie in hoofdzaak een inleidend karakter, in het hier volgende vindt men een aantal onderwerpen behandeld die ontleend zijn aan recente onderzoeken. Behalve de eerste, zijn deze onderzoeken alle verricht in het Philipslaboratorium te Eindhoven.

De elektriciteitsgeleiding in metalen bij lage temperatuur ¹⁾

Indien men een metaal dat de kamertemperatuur heeft, gaat afkoelen, neemt aanvankelijk de weerstand ongeveer lineair af met de temperatuur. Komt men echter in het temperatuurgebied beneden ca. 50 °K — van metaal tot metaal verschilt dat wat —, dan buigt de weerstandskromme om en gaat ten slotte bij zeer lage temperatuur nagenoeg horizontaal lopen (fig. 1). Bij het naderen van het absolute nulpunt gaat de waarde van de weerstand niet naar nul, maar naar een eindige waarde, de zg. restweerstand. De grootte van deze restweerstand blijkt samen te hangen met de concentratie van de in het metaal aanwezige verontreinigingen — hoe zuiverder het metaal, hoe kleiner de restweerstand — en ook met de aanwezigheid van fysische roosterfouten. Theoretisch beschouwt men de specifieke weerstand van een metaal als de som van een gedeelte ϱ' dat wordt veroorzaakt door de thermische bewegingen van het kristalrooster, en een gedeelte ϱ'' dat wordt veroorzaakt door verstrooiing van de (als golfpakketjes opgevatte) elektronen door de vreemde atomen. De grootte van ϱ' hangt uiteraard van de temperatuur af, en wordt nul als T het absolute nulpunt nadert. De restweerstand wordt dus geheel bepaald door ϱ'' . Bij niet te grote verontreinigingsconcentratie is ϱ'' onafhankelijk van de temperatuur (de zg. regel van Matthiesen). De waarde van ϱ' wordt behalve door de temperatuur nagenoeg uitsluitend bepaald door de aard van het metaal en hangt vrijwel niet af van de verontreinigingsconcentratie.

We zullen thans voorbeelden bespreken van onderzoeken omtrent de bijdrage tot de soortelijke weerstand die resp. geleverd wordt door fysische roosterfouten (in aluminium en in koper)

en door verontreinigingen (i.e. koolstof in ijzer). Deze onderzoeken konden alleen resultaat hebben doordat men werkte bij een zo lage temperatuur (nl. 20,4 °K, het kookpunt van waterstof bij 1 atm.) dat de waarde van de weerstand in hoofdzaak bepaald werd door die van ϱ'' .

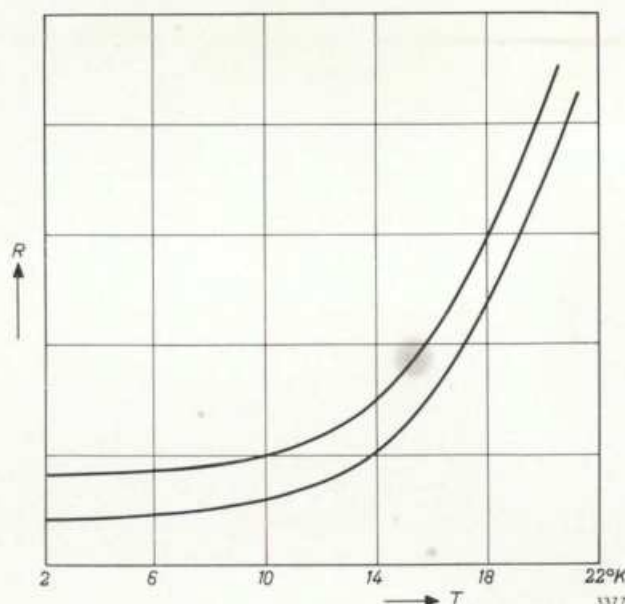


Fig. 1. Het verloop van de elektrische weerstand R met de temperatuur van twee natriummonsters van verschillende zuiverheid. Beneden de (relatief lage) temperatuur van 10°K daalt R vrijwel niet meer. De restweerstand is bij het zuiverste monster het kleinste (volgens) D.K.C. MacDonald en K. Mendelssohn, Proc. Roy. Soc. A **202**, 103, 1950).

De invloed van fysische roosterfouten op de elektrische weerstand van zeer zuiver aluminium

We willen hier als eerste voorbeeld een kort résumé geven van een onderzoek dat werd uitgevoerd aan aluminium ²⁾. Uit de daarbij verkregen resultaten krijgt men een duidelijk beeld van de afzonderlijke invloeden van de puntfouten (vacatures,

¹⁾ Vervolg op het artikel: J. Volger, Fysisch onderzoek bij lage temperatuur. I. Inleiding, Philips techn. T. **22**, 193-198, 1960 (no. 6). Dit artikel wordt verder aangehaald als I.

²⁾ Zie M. Wintenberger, C.R. **242**, 128, 1956 en **244**, 2800, 1957.

interstitiële atomen) en de lijnfouten (dislocaties). Er werden drie experimenten gedaan. Bij het eerste werd een uitgegloeide aluminiumdraad 10% gerekt. (Door uit te gloeien kan men een zeer groot deel van de roosterfouten die bij het trekken van de draad of bij een voorafgaande rekproef ontstaan zijn, doen verdwijnen³⁾). De weerstand (steeds gemeten bij 20°K) bleek vergroot te zijn. Na ca. 2 uur was een deel van het excès verdwenen, het andere deel bleef permanent aanwezig. Op grond van de twee andere experimenten kan men concluderen dat het afnemen van het excès een gevolg was van het verdwijnen van de puntfouten die door het rekken ontstaan waren, en dat het blijvende gedeelte moest worden toegeschreven aan de vergroting van het aantal dislocaties. Vergrootte men nl. het aantal puntfouten (i.c. vacatures) zonder de dislocatiedichtheid aanzienlijk te vergroten — dit kan door te verhitten tot dicht bij het smeltpunt en daarna in de lucht snel af te koelen —, dan verdween het excès na enige tijd bijna volledig, hoewel het aanvankelijk ongeveer $5 \times$ zo groot was als bij de eerste proef. Het feit dat de afneming van het excès hier veel langzamer verliep dan bij het eerste experiment, is eveneens in overeenstemming met de boven gegeven verklaring. De „putten” waarin de puntfouten kunnen verdwijnen, zijn immers de dislocaties⁴⁾, en de snelheid waarmee ze verdwijnen, is groter naarmate de dislocatiedichtheid groter is. Een bevestiging van dit alles verkreeg men door een derde soort experimenten, waarbij eveneens eerst werd verhit maar daarna alsnog gerekt. Het excès was nu nog iets groter dan bij het vorige experiment — er waren nu op twee wijzen extra vacatures gecreëerd —, maar het nam af met een even grote snelheid als bij het eerste. Ook nu was er weer een blijvend gedeelte, dat eveneens ongeveer even groot was als bij de eerste proef. De beide laatste verschijnselen waren blijkbaar weer aan de vergrote dislocatiedichtheid toe te schrijven.

De weerstandsverandering van koper bij aanleggen van een magneetveld

Een merkwaardig verschijnsel is gevonden bij de zg. magnetische weerstandsverandering van metalen. Reeds enige tijd is bekend dat de weerstand van een metaal enigszins verandert indien men het in een magneetveld plaatst, en dat men bij goed uitgegloeide proefmonsters van eenzelfde metaal

voor het verband tussen de quotiënten $\Delta\varrho/\varrho_0$ en H/ϱ_0 steeds dezelfde kromme vindt, ongeacht de temperatuur en ongeacht de waarde van de restweerstand ($\Delta\varrho$ is de verandering van de specifieke weerstand, ϱ_0 de specifieke weerstand zonder magneetveld en H de sterkte van het magneetveld). Het is nu gebleken dat deze zg. regel van Kohler wel geldt voor zover de restweerstand wordt veroorzaakt door verontreinigingen en andere puntfouten, maar niet voor de bijdrage die dislocaties leveren⁵⁾. De meetresultaten die bij het desbetreffende onderzoek werden verkregen, vindt men samengevat in fig. 2. De krommen tonen het verband tussen de zojuist genoemde quotiënten zoals die

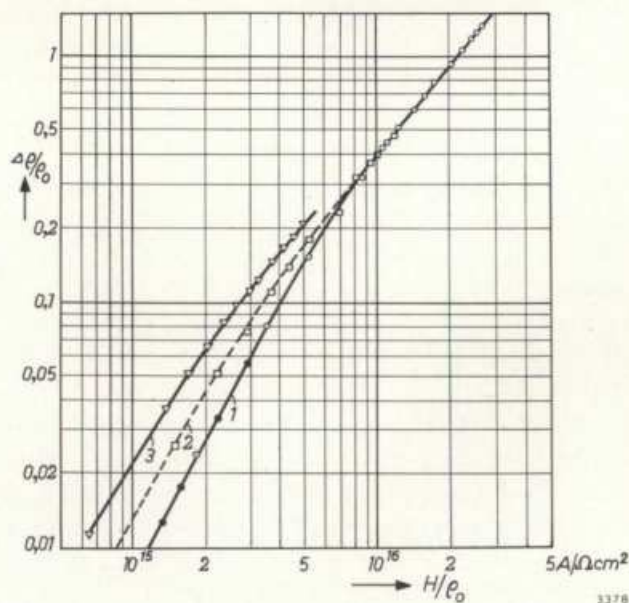


Fig. 2. De relatieve magnetische weerstandsverandering $\Delta\varrho/\varrho_0$ van een metaal hangt van het quotiënt H/ϱ_0 (H is het magneetveld) af op een wijze die niet wordt beïnvloed door puntfouten maar wel door dislocaties. Men ziet dit hier voor koper. Kromme 1 geldt voor uitgegloeide koperdraden. De meetpunten voor zuiver (●) en onzuiver (○) materiaal vallen inderdaad op dezelfde kromme. Kromme 2 geldt voor een zuivere koperdraad die bij 20°K 9,6% gerekt werd (punten □) en na de meting verhit op 220°C (de bij deze laatste meting verkregen punten zijn abusievelijk niet ingetekend; ze vallen vrijwel op de streeplijn). Men ziet dat de kromme, vooral bij lage waarden van H/ϱ_0 , flink afwijkt van kromme 1 en dat deze afwijking door verhitten op 220°C niet teniet gedaan kan worden; hiervoor is hernieuwd uitgloeien nodig. Kromme 3 geldt voor een draad van 0,5 mm diameter die na het uitgloeien werd uitgetrokken tot een diameter van 0,2 mm.

werden gevonden bij koperdraad. Zoals men ziet, liggen de meetpunten voor zuiver en voor onzuiver koper inderdaad op dezelfde kromme indien de draden van te voren uitgegloeid en vervolgens langzaam afgekoeld zijn. Na rekken (bij 20°K) verschuift de kromme echter. Dit effect wordt door verwarmen op 220°C — de (fysische) puntfouten verdwijnen dan — niet verminderd. Men kan het

³⁾ Meer hierover vindt men o.a. in: H. G. van Bueren, Roosterfouten en plastische deformatie van metalen, Philips techn. T. 15, 266-278 en 301-310, 1953.

⁴⁾ Vgl. b.v. B. Okkerse, Het maken van dislocatievrije germaniumkristallen, Philips techn. T. 21, 336-341, 1959 (no. 11).

⁵⁾ P. Jongenburger, Ned. Tijdschr. Nat. 22, 297, 1956.

slechts doen verdwijnen door hernieuwd uitgloeien, dat wil zeggen: door ook de dislocatiedichtheid te verminderen tot de oorspronkelijke waarde. Dit resultaat heeft, gecombineerd met dat van metingen omtrent het herstel van de elektrische weerstand na rekken (bij afwezigheid van een magnetenveld), geleid tot de eerder genoemde conclusie. Men veronderstelt dat de anisotropie van het verstrooiend vermogen van dislocaties de oorzaak is van hun afwijkende gedrag. Een op deze veronderstelling gebaseerde theorie⁶⁾ leidt inderdaad tot een effect van de goede orde van grootte.

Ten slotte een opmerking over het feit dat, bij niet te grote vervormingen, het effect verdwijnt indien H sterker wordt dan ongeveer 10^6 A/m. De kromtestraal van de banen die de elektronen beschrijven, wordt dan kleiner dan ongeveer 10^{-3} cm, d.w.z. kleiner dan de vrije weglengte. Indien het magnetenveld sterk is, kan een elektron dus tussen twee botsingen een of meer volledige omwentelingen maken en men kan zich voorstellen dat dit het effect der anisotropie verzwakt of doet verdwijnen.

De elektrische weerstand van met koolstof verontreinigd ijzer

De wijze waarop de restweerstand wordt beïnvloed door de verontreinigingsconcentratie, vindt men fraai geïllustreerd in de resultaten van een onderzoek aan ijzer⁷⁾. Alle weerstandsmetingen zijn verricht bij 20°K en bij 20°C (293°K). Allereerst bepaalde men de verhouding $\varrho_{293}/\varrho_{20}$ voor zeer zuiver ijzer⁸⁾ en vond daarvoor 147 ± 2 . Vergelijkt men dit met de waarde 187 ± 5 die werd gevonden bij een gelijke ijzerdraad die nadien nog verder was gezuiverd door zonesmelten ($11\times$), dan krijgt men reeds een indruk van de grote invloed die de onzuiverheden bij lage temperatuur hebben op de waarde van ϱ . Men mag wellicht hopen ook omgekeerd dit effect eens te kunnen gebruiken voor de kwantitatieve chemische analyse van sporen verontreiniging waarvan de concentraties langs andere weg niet of moeilijk te bepalen zijn.

De wijze waarop ϱ'' afhangt van de koolstofconcentratie C , vond men door de weerstand van draden met diverse concentratie te meten bij de genoemde temperaturen. Duidt men de verhouding van deze weerstanden, die gelijk is aan $(\varrho'_{20} + \varrho'')/(\varrho'_{293} + \varrho'')$, aan met p_c en de verhouding $\varrho'_{20}/\varrho'_{293}$

met p_z , dan kan men afleiden dat ϱ''/ϱ'_{293} gelijk is aan $(p_c - p_z)/(1 - p_c)$. Fig. 3 toont de meetresultaten. Men ziet dat het verband tussen ϱ'' en C in beeld gebracht kan worden door een rechte die door de oorsprong gaat. Dit leidt tot de conclusie dat de bijdragen van de koolstofatomen tot de verstrooiing der geleidingselektronen additief zijn; naburige

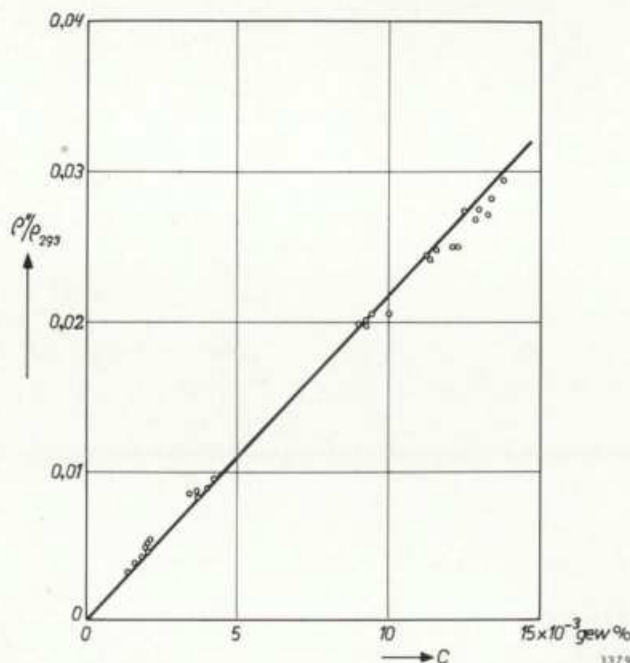


Fig. 3. Het verloop van de specifieke restweerstand ϱ'' (gemeten als fractie van ϱ'_{293}) met de concentratie C van in ijzer opgeloste koolstof. Men ziet dat het verband tussen ϱ'' en C gegeven wordt door een rechte die door de oorsprong gaat.

koolstofatomen beïnvloeden elkaar onderling blijkbaar niet. Gezien de kleine koolstofconcentratie en de daarmee corresponderende grote gemiddelde onderlinge afstand van de koolstofatomen, wekt dit resultaat geen verwondering.

Uit fig. 3 kan men verder afleiden dat de evenredigheidsfactor tussen ϱ''/ϱ'_{293} en de koolstofconcentratie (uitgedrukt in gewichtsprocenten) ongeveer 2,1 à 2,2 is. Uit door anderen gedane metingen⁹⁾, die bij een hogere temperatuur zijn verricht, volgden hogere waarden. De eerder genoemde regel van Matthiesen, volgens welke ϱ'' niet van de temperatuur zou afhangen, geldt blijkbaar slechts in een beperkt temperatuurgebied. Dit werd bevestigd door metingen bij 77°K aan dezelfde ijzerdraden waaraan het hierboven beschreven onderzoek bij 20°K verricht werd. Deze metingen leverden een waarde van 2,55 op.

⁶⁾ H. G. van Bueren, Philips Res. Repts. 12, 1 en 190, 1957. Zie ook ⁵⁾.

⁷⁾ Verricht door G. Baas in dit laboratorium.

⁸⁾ Voor de wijze waarop men dit bereidt, zie J. F. Fast, A. J. Luteijn en E. Overbosch, Philips techn. T. 15, 73, 1953.

⁹⁾ W. Köster, Arch. Eisenhüttenw. 2, 503, 1928/29, en L. J. Dijkstra, Philips Res. Repts. 2, 357, 1947, vinden bij 25°C de waarde 2,5, W. Pitsch en K. Lücke, Arch. Eisenhüttenw. 27, 45, 1956, bij 22°C de waarde 2,75.

Supergeleiding

In sommige metalen en legeringen (en ook in enkele metaalachtige nitriden en carbiden) treedt, indien de temperatuur beneden een zekere (z  er lage) waarde daalt, het verschijnsel der supergeleiding op. Hoewel het reeds een halve eeuw geleden werd ontdekt (door Holst en Kamerlingh Onnes in 1911), heeft men pas de laatste jaren vorderingen kunnen maken in de richting van een volledig atomaire verklaring¹⁰).

Een supergeleidend materiaal vertoont twee karakteristieke eigenschappen: 1) de elektrische weerstand is nul (behalve voor wisselstromen waarvan de frequentie een zekere waarde te boven gaat), en 2) behalve in een zeer dun laagje aan het oppervlak dringt een magneetveld er niet in door (het Meissner-Ochsenfeld-effect). Verder blijkt dat de temperatuur waarbeneden een stof supergeleidend wordt, het zg. sprongpunt, afhangt van de sterkte van een eventueel aangebracht uitwendig magneetveld. De kromme die het verband tussen het sprongpunt en het uitwendige veld in beeld brengt, noemt men overgangskromme (fig. 4).

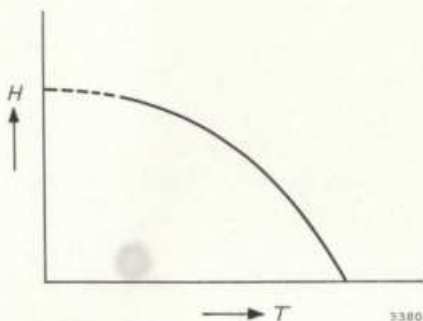


Fig. 4. Het toestandsdiagram van een supergeleider (de zg. overgangskromme). Bij een bepaalde temperatuur T is het materiaal alleen supergeleidend indien de sterkte van het uitwendige magneetveld H kleiner is dan de desbetreffende ordinaatwaarde van de kromme.

Het volkomen afwezig zijn van een elektrische weerstand maakt dat er binnen een supergeleider geen elektrisch veld kan heersen; een dergelijk veld zou immers aanleiding geven tot het optreden van een oneindig sterke stroom. Koelt men een ring van supergeleidend materiaal die zich in een uitwendig magneetveld bevindt, af tot beneden het bij dit veld behorende sprongpunt, en schakelt men daarna het magneetveld uit, dan gaat er in de ring een zodanige stroom lopen dat de door de ring omvatte magnetische flux onveranderd blijft. Houdt men de temperatuur onder het sprongpunt, dan blijft deze stroom een onbeperkte tijd bestaan zonder merkbaar zwakker te worden. Dit verschijnsel van de zg.

persisterende stroom heeft de laatste jaren de aandacht der elektrotechnici getrokken, omdat het kan worden toegepast voor geheugenelementen in elektronische rekenmachines.

Het feit dat men de supergeleiding kan opheffen met behulp van een uitwendig magneetveld en weer kan doen terugkeren door dit veld uit te schakelen, is voor het ontwerpen van dergelijke geheugenelementen van belang in verband met het inschrijven en uitlezen. Ook op zichzelf is het verschijnsel echter reeds technisch interessant, omdat men hiermee een elektrisch schakelement kan maken waarvan de werking zeer globaal gelijk is aan die van een triode¹¹). Het principe ervan vindt men weergegeven in fig. 5.

Om de „weerstand” a , die via de geleiders b en de klemmen 2 met een schakeling kan worden verbonden, bevindt zich de solenoïde c . De temperatuur van a kiest men juist beneden het sprongpunt, zodat supergeleiding optreedt en de weerstand tussen de klemmen 2 uitsluitend bepaald wordt door die van de toevoeren b . Sluit men nu op de klemmen 1 een stroombron aan die in c een zo grote stroom doet ontstaan dat het resulterende magneetveld de supergeleiding van a opheft, dan is de weerstand tussen de klemmen 2 groter geworden. Indien de weerstand van a groot is ten opzichte van die van b , kan men van een schakelaar spreken.

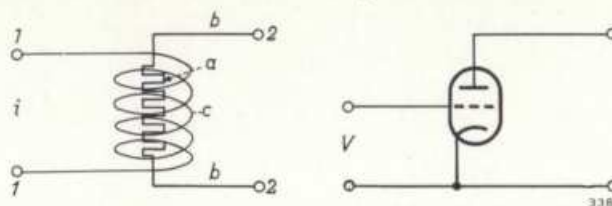


Fig. 5. Door gebruik te maken van het feit dat men de supergeleiding kan opheffen door aanleggen van een magneetveld, kan men een schakelaar ontwerpen waarvan de karakteristiek enigszins lijkt op die van een triode. Wel is een essentieel verschil dat men de triode bestuurt met een spanning en de bedoelde schakelaar (het „cryotron”) met een stroom. In de figuur zijn: a de supergeleider, b toevoerdraden en c de solenoïde die het magneetveld levert.

De meest geschikte vorm die men aan a kan geven, is die van een recht bandje van zeer geringe dikte. De weerstand R ervan moet, zoals begrijpelijk is, hoog zijn, maar tegelijkertijd de zelfinductie L zo klein mogelijk. De snelheid waarmee de supergeleidende en de normale toestand in elkaar overgaan, is nl. groter naarmate de waarde van R/L groter is. Een lange dunne draad die men ter wille van de beperking van het volume de vorm van een spoeltje zou geven, komt derhalve niet in aanmerking.

¹⁰) Men zie hiervoor b.v. C. G. Kuper, Adv. Phys. **8**, 1, 1959 (no. 29) en I. M. Khalatnikov en A. A. Abrikosov, ibid. 45.

¹¹) De eerste experimenten op dit gebied zijn uitgevoerd door D. A. Buck, Proc. Inst. Radio Engrs. **44**, 482, 1956.

Daar men in de keus van de grondstoffen nagenoeg geen vrijheid heeft — het aantal supergeleidende stoffen is klein en als koelbad komt alleen kokend helium in aanmerking —, heeft het lange tijd geduurd voor men een dergelijk bandje behoorlijk kon maken. Een uit elektrisch oogpunt uiterst geschikt materiaal is tantaal. Het sprongpunt van massief tantaal ligt nl. bij $4,4^\circ\text{K}$, dat is slechts $0,2^\circ\text{K}$ boven het kookpunt van helium. Men kan de supergeleiding ervan dus met een betrekkelijk zwak magneetveld opheffen. Probeert men echter van dit materiaal een dun bandje te maken door opdampen in vacuüm, dan krijgt het bandje meestal elektrische eigenschappen die zozeer van die van het massieve metaal afwijken dat het onbruikbaar is. Dit komt doordat tantaal een goede gasbinder is; het bandje wordt diensgevolge sterk verontreinigd. Eerst door te werken bij een druk van ca. 10^{-11} mm Hg heeft men onlangs tantaalbandjes kunnen maken die nagenoeg dezelfde eigenschappen hebben als het massieve metaal¹²⁾. Men heeft bij deze uitzonderlijk lage druk kunnen werken door gebruik te maken van een vacuümpostelling van het type dat niet lang geleden in dit tijdschrift is beschreven¹³⁾. Behalve door de gunstige ligging van het sprongpunt is het gebruik van tantaal ook aantrekkelijk omdat de opgedampte bandjes een flinke hardheid en een goede samenhang vertonen.

Er zij hier nog op gewezen dat een supergeleider essentieel verschilt van een gewone geleider met weerstand nul. Het feit dat een magneetveld in een supergeleider slechts zeer ondiep doordringt, is niet zomaar uit het verdwijnen van de weerstand te verklaren. Volgens de fenomenologische theorie van London-London moet men ter beschrijving van het gedrag van supergeleiders aan de vergelijkingen van Maxwell nog toevoegen de vergelijking:

$$\text{rot } \mathbf{A}\mathbf{J}_s = -\mathbf{H} \quad \dots \dots \dots (\text{II}, 1)$$

Hierin is A een constante, $\mathbf{H}$ het magneetveld en $\mathbf{J}_s$ de stroom in de supergeleider. Deze vergelijking treedt dus bij supergeleiding in de plaats van de wet van Ohm. Vervangt men nu $\mathbf{J}_s$ in (II, 1) door $\text{rot } \mathbf{H}$ (overeenkomstig een der vergelijkingen van Maxwell), dan komt men na enig herleiden tot de vergelijking:

$$A \Delta \mathbf{H} = \mathbf{H} \quad \dots \dots \dots (\text{II}, 2)$$

Ingeval het oppervlak van de supergeleider een plat vlak is, en $\mathbf{H}$ alleen varieert in een richting loodrecht op dit oppervlak, gaat (II, 2) over in:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial x^2} = \frac{\mathbf{H}}{A} \quad \dots \dots \dots (\text{II}, 3)$$

Het verloop van $\mathbf{H}$ wordt derhalve gegeven door:

$$\mathbf{H}(z) = \mathbf{H}_0 \exp(-x/\sqrt{A}), \quad \dots \dots \dots (\text{II}, 4)$$

¹²⁾ J. F. Marchand en A. Venema, Philips Res. Repts. 14, 427, 1959.

¹³⁾ A. Venema en M. Bandringa, Philips techn. T. 20, 97, 1958.

waarin $\mathbf{H}_0$ de waarde is die $\mathbf{H}$ op het oppervlak ($x = 0$) heeft. Daar de grootte $\sqrt{A}$, de zg. indringdiepte, slechts ongeveer 10^{-5} cm is, volgt uit (II, 4) dat het magneetveld nagenoeg niet in het supergeleidende materiaal doordringt.

De elektronengeleiding in halfgeleiders bij lage temperatuur

Zoals in I reeds werd vermeld, is men tot de conclusie gekomen dat de geleiding die in sommige extrinsieke halfgeleiders nog optreedt indien de temperatuur zo laag is dat er geen enkel elektron in de geleidingsband kan zijn, toegeschreven moet worden aan de „impurity band conduction”, een mechanisme waarbij de elektronen rechtstreeks van de ene donor naar de andere overspringen. In dit hoofdstuk willen we nader bezien hoe men de aard van dit merkwaardige verschijnsel — één der vele die halfgeleiders vertonen bij lage temperatuur — heeft kunnen vaststellen. Eerst memoreren we daartoe in 't kort, uitgaande van enkele theoretische aspecten, hoe men in het algemeen de elektronengeleiding experimenteel onderzoekt. Ten einde daarbij met het eenvoudigste geval te kunnen beginnen, keren we nog even terug tot de metalen.

Zoals bekend, kan men de elektronengeleiding in metalen beschrijven met de formule:

$$\sigma = ne\mu, \quad \dots \dots \dots (\text{II}, 5)$$

waarin τ het specifieke geleidingsvermogen, n de concentratie der elektronen, e hun lading en μ hun beweeglijkheid is. Laatstgenoemde grootte is gelijk aan de gemiddelde driftsnelheid van de elektronen in een elektrisch veld ter grootte van de eenheid en hangt samen met de vrije weglengte l , de gemiddelde snelheid v die de elektronen langs hun baan hebben, en de elektronenmassa m , volgens de formule

$$\mu = el/mv. \quad \dots \dots \dots (\text{II}, 6)$$

Het geleidingsvermogen kan men natuurlijk direct bepalen uit de weerstand en de geometrie. Ten einde ook de concentratie n , en daarmee indirect de waarde van μ , te weten te komen, maakt men gebruik van het Hall-effect. Dit effect is een gevolg van de Lorentz-kracht die de bewegende ladingdragers (in ons geval dus de elektronen) ondergaan indien men de geleider in een transversaal magneetveld plaatst. Er treedt diensgevolge een eveneens transversale potentiaalgradiënt op in een richting die zowel loodrecht op de stroom als op het magneetveld staat (fig. 6). Men kan dus tussen twee punten op het oppervlak van de geleider die anders een gelijke potentiaal zouden hebben, een potentiaalverschil meten, waarvan de grootte V_H bij een balkje

van rechthoekige doorsnede gegeven wordt door de formule:

$$V_H = A_H \frac{iH}{d} \quad \dots \quad (II, 7)$$

Hierin is H de sterkte van het magnetisch veld, i de stroom, d de dikte van het balkje in de richting van

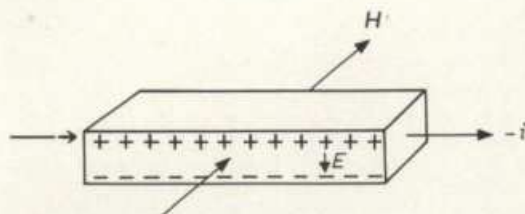


Fig. 6. Het Hall-effect: indien men een geleider waardoor een elektrische stroom i vloeit, in een transversaal magnetisch veld H brengt, treedt er een eveneens transversale potentiaalgradiënt (elektrische veldsterkte E) op in een richting die loodrecht op i en H staat. De figuur geldt voor het geval dat de stroom gevormd wordt door in de richting van de pijl bewegende elektronen.

H en A_H een constante, de zg. Hall-coëfficiënt. Men kan aantonen dat A_H gelijk is aan $1/ne$; bepaling van de waarde van A_H levert dus indirect de waarde van n op.

Zoals werd opgemerkt, gelden de formules (II, 5) en (II, 6) alleen voor metalen, dat wil zeggen voor stoffen waar de beweeglijkheid geheel bepaald wordt door de elektronen waarvan de energie ongeveer gelijk is aan de Fermi-energie. Keren we nu terug tot de halfgeleiders, dan zien we dat daar aan deze voorwaarde niet voldaan is. De elektronenconcentratie is lager, de energieverdeling voldoet dikwijls aan de formule van Boltzmann in plaats van aan die van Fermi-Dirac, en het kan noodzakelijk zijn om de vrije weglengte niet meer als constant te beschouwen doch rekening te houden met de wijze waarop deze van de energie afhangt. Neemt men dit alles in aanmerking, dan blijkt dat A_H nog wel voldoet aan een formule van de bovenvermelde vorm, maar dat men een numerieke factor f moet toevoegen, waarvan de waarde — die tussen 1 en 2 ligt — al naar de omstandigheden wat kan verschillen. Hieruit blijkt dat men, om een meting van het Hall-effect goed te kunnen interpreteren, moet beschikken over betrouwbare veronderstellingen omtrent het mechanisme volgens hetwelk de elektronen verstrooid worden en omtrent de toe te passen statistische formule.

Ten einde nader tot ons doel te komen, zullen we nu nagaan welke wijzigingen het Hall-effect kan ondergaan indien er twee geleidingsmechanismen verantwoordelijk zijn voor het bewegen van de elektronen. Het is dan alsof er in de halfgeleider

twee stromen lopen. De elektronen van de ene hebben de beweeglijkheid μ_1 , die van de andere de beweeglijkheid μ_2 . De wijze waarop de totale elektronenconcentratie n is opgebouwd uit de met de twee stromen corresponderende fracties n_1 en n_2 , zal afhangen van de temperatuur. (Ook n zelf hangt af van de temperatuur, maar dat is voor het volgende niet van belang.) In formule:

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2 = n_1 e \mu_1 + n_2 e \mu_2 \quad \dots \quad (II, 8)$$

en:

$$n_1/n_2 = a(T) \quad \dots \quad (II, 9)$$

De beide deelstromen hebben de stroomdichtheden

$$i_1 = \frac{\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_2} i \quad \text{en} \quad i_2 = \frac{\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} i.$$

Men kan berekenen dat de Hall-coëfficiënt in dit geval gegeven wordt door de formule:

$$A_H = \frac{\sigma_1 \mu_1 + \sigma_2 \mu_2}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2} \quad \dots \quad (II, 10)$$

Stelt men nog $\mu_1/\mu_2 = b$, dan kan men (II, 10) schrijven als:

$$A_H = \frac{1}{(n_1 + n_2)e} \frac{(ab^2 + 1)(a + 1)}{(ab + 1)^2} \quad \dots \quad (II, 11)$$

$$= \frac{1}{ne} f(a, b) \quad \dots \quad (II, 12)$$

Het verloop van A_H met de temperatuur wordt dus bepaald door de wijze waarop n en waarop $f(a, b)$ met de temperatuur variëren. Nu is n uiteraard een monotone functie van T , maar $f(a, b)$ niet. Laatstgenoemde functie vertoont bij zekere temperatuur een maximum, en hetzelfde geldt dientengevolge voor A_H ; bij het optreden van een combinatie van geleidingsmechanismen volgens het hierboven geschetste model is de Hall-coëfficiënt in een bepaald temperatuurgebied soms aanzienlijk groter dan daarbuiten.

Nemen we aan dat b niet van de temperatuur afhangt, dan volgt uit (II, 11) dat de maximumwaarde van $f(a, b)$ gelijk is aan $(b + 1)^2/4b$. De temperatuur waarbij dit maximum optreedt, hangt dan alleen af van de wijze waarop $a = n_1/n_2$ met de temperatuur varieert.

Inderdaad heeft men een dergelijk merkwaardig gedrag van A_H gevonden, o.a. in germanium¹⁴⁾ en in cadmiumsulfide¹⁵⁾. De onmogelijkheid om dit gedrag met enig ander model te verklaren, was aan-

¹⁴⁾ C. S. Hung, Phys. Rev. **79**, 727, 1950.

¹⁵⁾ F. A. Kröger, H. J. Vink en J. Volger, Philips Res. Repts. **10**, 39, 1955.

leiding tot het opstellen van de hypothese dat er in deze halfgeleiders twee geleidingsmechanismen werkzaam moesten zijn. In germanium bleek in een bepaald geval de maximumwaarde van A_H ca. $100\times$ zo groot te zijn als de waarden die men bij hogere en lagere temperatuur vond. Overwegingen die hier onbesproken moeten blijven (zie ¹⁵), in

combinatie met het feit dat het tweede mechanisme een relatief grote bijdrage tot de stroom levert in het temperatuurgebied waarin de geleidingsband vrijwel leeg is, maar anderzijds gekarakteriseerd wordt door een kleine elektronenbeweeglijkheid, leidden tot de conclusie dat dit mechanisme dat van de „impurity band conduction” moet zijn.

Samenvatting. De restweerstand die een metaal bij zeer lage temperatuur vertoont, wordt veroorzaakt door verstrooiing van de elektronen aan roosterfouten. Bij zeer zuiver aluminium kon men uit rekproeven een beeld krijgen van de afzonderlijke invloed van puntfouten en van dislocaties. De magnetische weerstandsverandering van koper blijkt slechts aan de regel van Kohler te voldoen voor zover de restweerstand wordt veroorzaakt door puntfouten; dislocaties geven een afwijking. In met koolstof verontreinigd ijzer is de restweerstand even-

redig met de koolstofconcentratie maar niet geheel onafhankelijk van de temperatuur (zoals de regel van Matthiesen vereist). Het feit dat het sprongpunt van de supergeleiding afhangt van een uitwendig magneetveld, is toegepast in een schakelement van opgedampt tantaal. In sommige extrinsieke halfgeleiders treedt bij lage temperatuur geleiding op door een mechanisme waarbij de elektronen rechtstreeks van de ene donor op de andere overspringen („impurity band conduction”).

VERLENGDE VISUELE WAARNEMING VAN SPIRALEN OP DE WIKKELMACHINE

door F. EINRAMHOF *).

621.397.331.2:621.326.032.321

Bij de machinale produktie van gespiraliseerde draden voor gloeilampen is het nodig regelmatig de kwaliteit van de spiralen te controleren. Men heeft daarbij niet iedere spiraal te onderzoeken, maar kan volstaan met steekproeven. Het aantal steekproeven moet echter vrij groot zijn, b.v. 1 op 30. Daar de controle er in de eerste plaats voor dient om na te gaan of de machine goed is ingesteld en of men draad van goede kwaliteit verwerkt, moet het onderzoek liefst geschieden direct na het wikkelen, dus op een ogenblik waarop de spiralen nog niet van elkaar zijn geknipt. Dit betekent dat men ze òf moet bekijken terwijl ze bewegen, òf de wikkelmachine voor iedere controle een ogenblik moet stopzetten. Het laatste is uiteraard ongewenst, en men kijkt de spiralen dus terwijl ze bewegen. Gezien de fijnheid van de details, kan men daarbij een microscoop niet ontberen.

Tot voor kort was de tijd waarin één spiraal het gezichtsveld van de microscoop passeerde, voor een betrouwbare beoordeling voldoende. De modernste wikkelmachines werken echter zo snel dat dit niet goed meer gaat. Er moest daarom getracht worden de waarnemingstijd kunstmatig te verlengen zonder het momentele karakter van de controle verloren te doen gaan. Dit kan op verschillende wijzen. De keus is ten slotte gevallen op een methode waarbij o.a.

gebruik gemaakt wordt van normaal verkrijgbare apparatuur voor lijntelevisie. Het principe ervan zullen we verklaren aan de hand van fig. 1.

Links in deze figuur ziet men de zich nog op de wikkeldoorn bevindende spiraal 1, die verlicht kan worden door middel van een flitsbuis 2 (cirkel- of U-vormig) en een cilindrische spiegel 3. De microscoop 4 is ingesteld op de spiraal. Achter de microscoop bevindt zich een op oneindig ingestelde televisiecamera 6, die via een voedings- en stuurschakeling 7 in verbinding staat met het televisieweergeefapparaat 8. Ter afscherming van het daglicht is dit voorzien van een koker 9, waarin zich een geelfilter 10 bevindt. Door met de hand een schakelaar 11 te bedienen, kan de waarnemer de ontsteekschakeling 12 van de flitsbuis in werking stellen. Er verschijnt dan op het beeldscherm van de weergeefbuis een beeld van de spiraal die zich op het ogenblik van de flits voor de microscoop bevindt. De apparatuur is zo ingesteld dat het beeldscherm bij afwezigheid van een flits juist donker blijft.

Dit beeld blijft ca. 30 seconden zichtbaar, van welke het de eerste 10 à 15 s voldoende lichtsterk is om nauwkeurig bekeken te worden. Anderzijds mag de lichtflits zo kort duren dat er geen bewegingsonscherpte optreedt. Dit alles is te danken aan de volgende eigenschappen van de opstelling. In de eerste plaats is de televisiecamera uitgerust met een

*) Hoofdingstrieegroep Licht.

opneembuis met fotogeleidende laag, een zg. vidicon¹⁾. Dank zij het feit dat het ladingsbeeld dat bij de belichting op de fotogeleidende laag ontstaat, slechts langzaam verdwijnt, kan er in de normale tijd van 1/25 s afgetast worden. Het is gebleken dat men het ogenblik van de flits niet behoeft te synchroniseren met de beweging van de aftastende elektronenbundel; de plaats waar deze zich bevindt op het ogenblik van de flits, is nauwelijks van belang. De verlenging van de waarnemingstijd tot de eerder genoemde duur wordt bereikt door gebruik te maken van een weergeefbuis met een zeer lang nalichtend

maal toelaatbare snelheid $100\times$ zo klein en dus 50 cm/s. Ook dit is, gezien het doel, nog een flinke waarde.

Uiteraard mag de verlichting van het object niet zo sterk zijn dat het vidicon overstraald en/of de zich daarachter bevindende versterker overstuurd wordt. Door in de optiek een diafragma aan te brengen en door regeling van de versterker, kan men echter een groot gebied van verlichtingssterkten bestrijken.

Het zal duidelijk zijn dat men de hier beschreven methode ook voor de controle van allerlei andere snelle eenmalige processen kan gebruiken (perio-

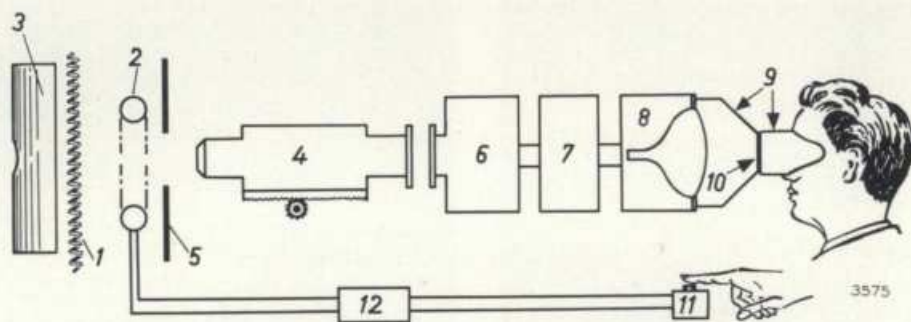


Fig. 1. Opstelling voor het controleren van spiralen van gloeilampen bij het verlaten van de wikkeldraad (schematisch). 1 spiraal op wikkeldraad (niet getekend). 2 flitsbuis (flitsduur 10 μ s). 3 spiegel ter egalisering van de verlichting. 4 microscoop, ingesteld op 1. 5 scherm dat voorkomt dat licht van de flitsbuis direct in de microscoop valt. (Om dezelfde reden is ook de spiegel in het midden van een gat voorzien.) 6 televisiecamera bevattende een vidicon en een kleine versterker. 7 elektronische schakeling voor voeding en besturing van het vidicon. 8 televisieapparaat met weergeefbuis met lang (30 s) nalichtend scherm. 9 koker voor afscherming van het daglicht. 10 geelfilter. 11 schakelaar waarmee de ontsteekschakeling 12 van de flitsbuis in werking wordt gesteld.

scherm. Dit scherm — een gewoon radarscherm — bestaat uit twee fosforlagen. De eerste geeft bij het opvallen van de elektronenbundel blauw licht, maar licht niet na. De tweede, die wel lang nalicht, wordt geëxciteerd door het licht van de eerste en geeft geel licht. Het zal nu duidelijk zijn waarom de waarnemer het scherm bekijkt door het geelfilter 10. Het kortdurende, zeer sterke, blauwe licht zou hem verblinden en verdere waarneming zeer moeilijk maken.

Wat de belichting van het object betreft, nog het volgende. Bij gebruik van een geschikte flitsbuis kan men, door variatie van de zelfinductie in de keten van de flitsbuis, de flitsduur variëren van enkele micro- tot enkele milliseconden. Kiest men b.v. een flitsduur van 10 μ s, en laat men op het beeldscherm een bewegingsonscherpte toe van 0,5 mm — een zwaardere eis heeft geen zin —, dan mag een voorwerp dat op ware grootte wordt afgebeeld, zich bewegen met een snelheid van 50 m/s, of 180 km/h. Wordt het $100\times$ vergroot afgebeeld, zoals voor de controle van gloeispiralen nodig is, dan is de maxi-

dieke processen kan men eenvoudiger stroboscopisch bekijken). Eventueel vervangt men daarbij de microscoop door een andere optiek. Wat betreft de algemene toepasbaarheid, overtreft de nieuwe methode de klassieke, die werkt met een meedraaiende spiegel (en waarbij het object continu verlicht blijft). Het probleem van de synchrone beweging van object en spiegel moet daar voor iedere nieuwe toepassing weer afzonderlijk worden opgelost. De fotografische methode is tegenover de nieuwe in het nadeel door zijn traagheid — het ontwikkelen van een foto duurt ten minste toch één minuut — en door de hoge kosten aan fotografisch materiaal.

Vergelijken we onze methode met twee andere, waarbij eveneens van televisietechniek gebruik gemaakt wordt, nl. 1) die waarbij de beeldinformatie wordt vastgelegd op een magnetisch geheugenwiel²⁾, en 2) die waarbij men gebruik maakt van een zg. geheugenbuis³⁾, dan valt op te merken dat deze

¹⁾ P. K. Weimer, S. V. Forgue en R. R. Goodrich, R.C.A. Rev. 12, 306, 1951. Zie ook L. Heyne, P. Schagen en H. Bruining, Philips techn. T. 16, 43, 1954.

²⁾ Zie J. H. Wessels, Een geheugenwiel voor magnetische registratie van televisiebeelden, Philips techn. T. 22, 1-11, 1960.

³⁾ Een beschrijving van de soorten geheugenbuizen die er bestaan, vindt men o.a. in H. G. Lubszinsky, J. sci. Instr. 34, 81, 1957.

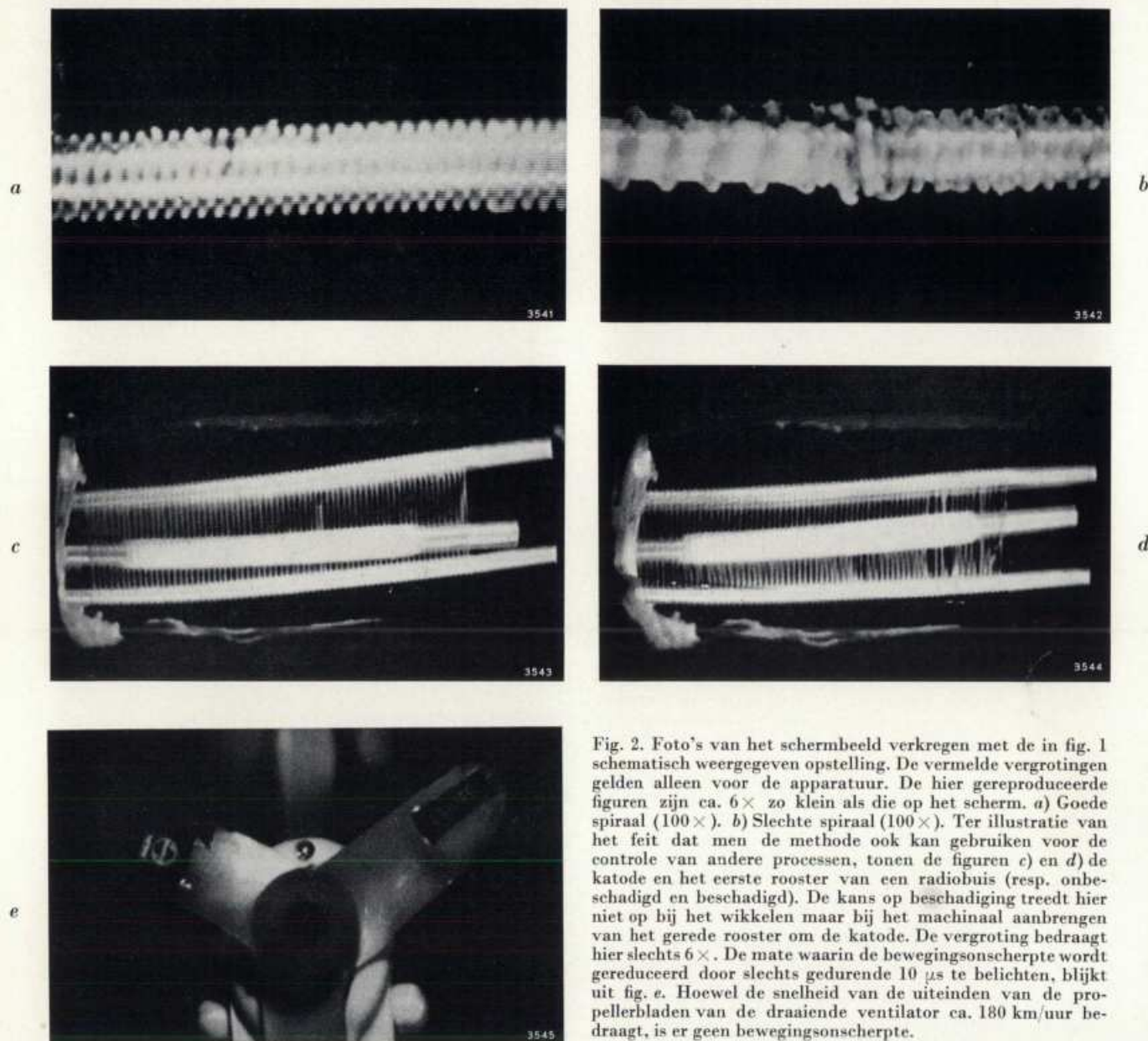


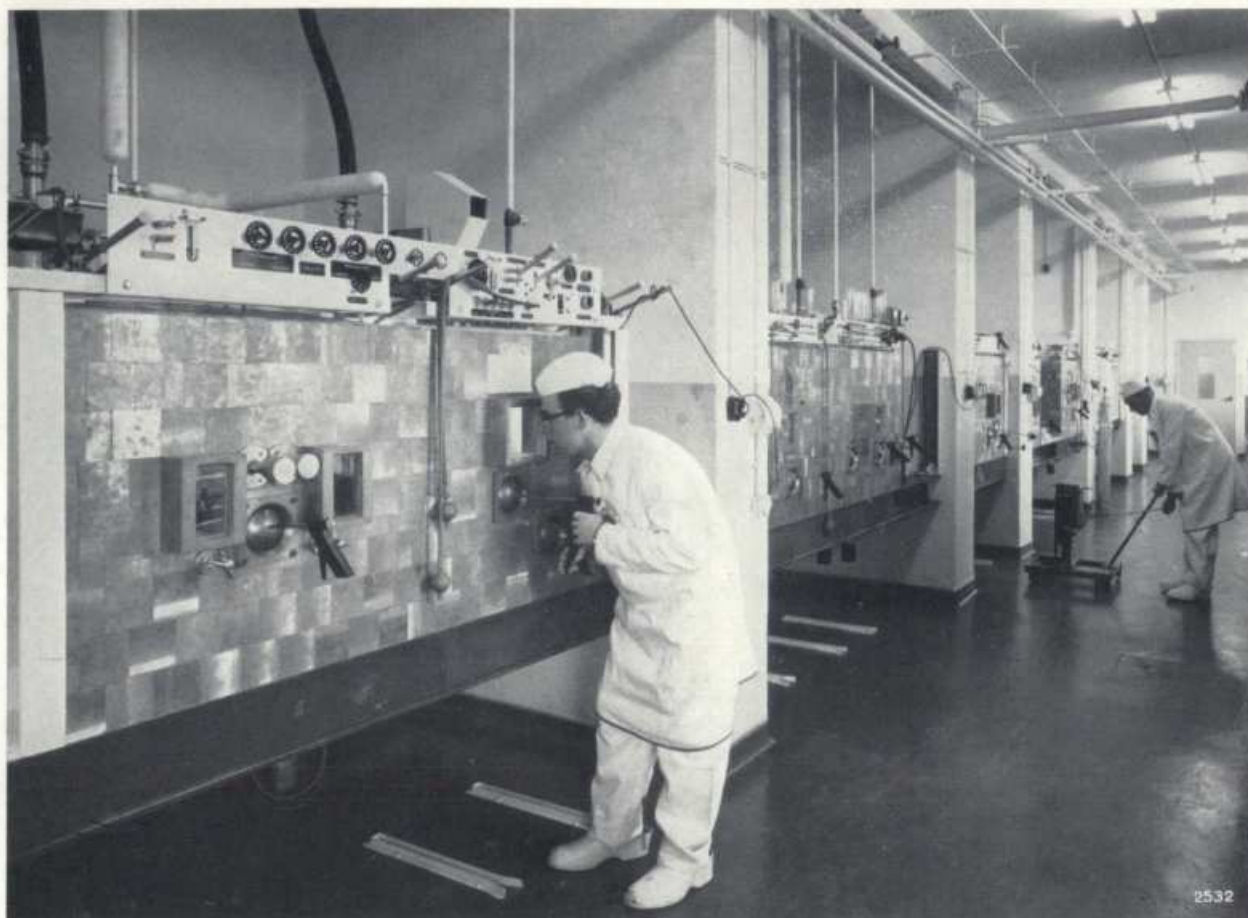
Fig. 2. Foto's van het schermbeeld verkregen met de in fig. 1 schematisch weergegeven opstelling. De vermelde vergrotingen gelden alleen voor de apparatuur. De hier gereproduceerde figuren zijn ca. $6\times$ zo klein als die op het scherm. *a*) Goede spiraal ($100\times$). *b*) Slechte spiraal ($100\times$). Ter illustratie van het feit dat men de methode ook kan gebruiken voor de controle van andere processen, tonen de figuren *c*) en *d*) de katode en het eerste rooster van een radiobuis (resp. onbeschadigd en beschadigd). De kans op beschadiging treedt hier niet op bij het wikkelen maar bij het machinaal aanbrengen van het gereede rooster om de katode. De vergroting bedraagt hier slechts $6\times$. De mate waarin de bewegingsonscherpte wordt gereduceerd door slechts gedurende $10\ \mu\text{s}$ te belichten, blijkt uit fig. *e*. Hoewel de snelheid van de uiteinden van de propellerbladen van de draaiende ventilator ca. $180\ \text{km/uur}$ bedraagt, is er geen bewegingsonscherpte.

beide methodes een aanzienlijk kostbaarder apparaat vereisen. Alleen in die gevallen waar een controletijd van ca. $10\ \text{s}$ onvoldoende is en men de beelden zeer lang wenst te kunnen bekijken (c.q. bewaren), is het gebruik van de laatstgenoemde methodes — die overigens zeer fraai en universeel zijn — noodzakelijk en verantwoord.

Een indruk van de kwaliteit van de beelden verkrijgt men aan de hand van fig. 2. Voor een nadere verklaring daarvan moge worden verwezen naar het onderschrift van de figuur.

Samenvatting. Beschreven wordt een apparatuur voor het bekijken van spiralen voor gloeilampen op het ogenblik dat ze de wikkelmachine juist verlaten hebben, en dus nog in beweging zijn. Achter een microscoop, die is ingesteld op het vlak waarin de spiralen zich bewegen, bevindt zich een televisiecamera met vidicon, die via een voedings- en stuurapparatuur is verbonden met een televisieontvanger. Het object wordt verlicht met een flitsbuis. Dank zij een zeer korte flitsduur ($10\ \mu\text{s}$) treedt geen bewegingsonscherpte op. Daar het ladingsbeeld op de gevoelige laag van een vidicon slechts langzaam verdwijnt, kan er toch worden afgetast in de normale tijd ($1/25\ \text{s}$). Door gebruik te maken van een weergeefbuis met zeer lang nalichtend scherm wordt de tijd waarin men het beeld kan bestuderen, verlengd tot $10\ \text{à}\ 15\ \text{s}$. De methode is universeel toepasbaar in alle gevallen waar een dergelijke waarnemingstijd voldoende is.

PRODUKTIE VAN PREPARATEN VAN RADIO-ISOTOPEN



De foto toont een deel van het laboratorium van N.V. Philips-Duphar te Amsterdam waar radio-isotopen, die geproduceerd zijn in het cyclotron te Amsterdam of in een der kernreactoren te Kjeller (Noorwegen), Mol (België) of Saclay (Frankrijk), verwerkt worden tot preparaten voor de gebruikers. Het materiaal, o.a. ^{131}I , ^{198}Au , ^{200}Bi enz., moet daartoe allerlei chemische en fysische bewerkingen ondergaan. Ter bescherming van de werkers tegen de straling geschieden alle bewerkingen achter een dikke loden muur, in geventileerde kasten met een onderdruk van enige cm water. Door de laatstgenoemde voorzorg wordt een besmetting van het laboratorium door radioactieve stofdeeltjes zoveel mogelijk voorkomen. Als verdere voorzorg tegen radioactieve besmetting dragen alle werkers in het laboratorium speciale kleding.

Het manipuleren met de radioactieve stoffen in de kasten geschiedt met behulp van tangen, waarvan de handvatten door de loden muur naar buiten steken. De laborant op de voorgrond is met zulk een tang aan het werk. Vensters van 20 cm dik loodglas in de muur en een verlichting in de kast maken het mogelijk, de tang te dirigeren en de processen te volgen. Op het paneel boven de loden muur zijn voor elke kast bedieningsknoppen aangebracht, waarmee men water, stoom, lucht of chemicaliën tot het reactievat kan toelaten of het vat kan evacueren. Van de naar voren stekende stangen op de panelen dienen sommige voor het openen en sluiten van de sluisen, die twee naast elkaar gelegen kasten onderling ver-

binden, en andere voor het bedienen van een balans voor het wegen van radioactieve preparaten. De schaalverdeling van de balans kan de laborant op een matglas in de opbouw met rechthoekige opening waarnemen.

De kast waaraan de laborant op de voorgrond bezig is, is een zg. pipetteerkast, voor het vullen van flacons met een radioactieve oplossing. Links van de laborant ziet men twee ballons hangen (Pelaeus-ballons), waarmee hij de radioactieve vloeistof in een pipet kan opzuigen. In de kast geheel links kunnen de preparaten, indien ze bestemd zijn voor medisch gebruik (therapie of diagnostiek), gesteriliseerd worden. De twee knoppen tussen de beide loodglazen vensters van deze kast dienen voor het openen en sluiten van de autoclaven.

Iedere kast is alleen van onderaf door een speciaal geconstrueerde poort toegankelijk. De man op de achtergrond is bezig een verrijdbaar loden vat, waarin radioactieve grondstof aangevoerd is, onder de poort van een der kasten te brengen. De rails op de vloer zorgen ervoor dat het vat juist onder de toegangspoort komt, waarna het vat omhoog gekrikt wordt, tot zijn rand tegen de onderkant van de kast sluit. Daarna wordt de poort in de bodem van de kast met een tang van buitenaf geopend en kan de bodem van het vat omhoog gebracht worden, zodat de inhoud met een tang in de kast geplaatst kan worden. Door toepassing van dezelfde procedure in omgekeerde volgorde wordt de toegangspoort gesloten.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLIKATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publikaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvraag overdrukken.

- 2751:** G. D. Rieck: Rekristallisation von Wolframdrähten (Hochschmelzende Metalle, 3. Plansee-Seminar, 22-26 juni 1958, Reutte/Tirol, uitgegeven in 1959 onder redactie van F. Benesovsky, blz. 108-119).

Onderzoek naar de invloed van bijmengselen (dope) op de rekristallisatieverschijnselen bij wolframdraden. De bijmengselen hebben tot doel de vorming van langgerekte kristallen, waarvan de kristalgrenzen zoveel mogelijk evenwijdig met de draadas lopen. Hierdoor wordt doorzakken (sag) van de gloeidraad tijdens de brandduur voorkomen. „Zuiver” W, dat als voornaamste bijmengselen Fe en Mo bevatte, werd vergeleken met W, waaraan Al, K en Si in de vorm van oxydes was toegevoegd. De uiteindelijke hoeveelheden Al, K en Si in het metaal bedragen enkele 0,001 procent. Uit het röntgenonderzoek blijkt dat de bijmengselen gerangschikt zijn in „vezels” die parallel met de draadrichting verlopen. De grote kristallen liggen zo dat b.v. een [531]-richting evenwijdig met de draad loopt, terwijl dit bij de kleine kristallen in „zuiver” W met de [110]-richting het geval is. Het gedrag van de draden kan gedeeltelijk verklaard worden uit de glijprocessen bij de deformatie der kristallieten en gedeeltelijk uit de wijze waarop de door de bijmengselen gevormde wanden de kristalgroei beïnvloeden. Zie ook Philips techn. T. 19, 109, 1957.

- 2752:** J. M. Stevels: L'évolution de la technologie et de la recherche verrière depuis la guerre (Vetro e Silicati 3, no. 14, 23-30, 1959).

De auteur vestigt de aandacht op de spectaculaire ontwikkeling die het materiaal „glas” sedert de oorlog heeft doorgemaakt, zowel wat het fundamentele onderzoek als wat de technologie en de verbetering van eigenschappen betreft. Het artikel bevat, naast een inleiding, een hoofdstuk over elk der drie genoemde onderwerpen. Het is interessant op te merken dat er twee belangrijke nieuwe inzichten gegroeid zijn, nl. 1) dat glas dat gedeeltelijk is gekristalliseerd, voor sommige toepassingen zeer aantrekkelijke eigenschappen bezit, en 2) dat dikwijls de bijzondere eigenschappen van een glas pas goed tot hun recht komen als de ervan vervaardigde voorwerpen op de goede manier zijn nabewerkt.

- 2753*:** J. Smit en H. P. J. Wijn: Ferrites, physical properties of ferromagnetic oxides in relation to their application (Philips' Technische Bibliotheek, 1959, XIV + 369 blz., 244 figuren).

Dit boek is reeds aangekondigd in Philips techn. T. 21, 344, 1959 (no. 11).

- 2754*:** H. Bremmer: Mode expansion in the low-frequency range for propagation through a curved stratified atmosphere (J. Res. Nat. Bur. Standards 63 D, 75-85, 1959, no. 1).

De exacte wiskundige behandeling van het probleem der voortplanting van elektromagnetische golven door een gelaagde atmosfeer, die grenst aan een homogene bolvormige aarde, leidt tot onhandelbare uitdrukkingen. Men kan de invloed van de aarde echter bij benadering in rekening brengen door aan het aardoppervlak een geschikte randvoorwaarde in te voeren. Het probleem heeft dan nog slechts betrekking op één medium, wat een aanzienlijke vereenvoudiging betekent.

De oplossing heeft de vorm van een reeks van bolfuncties, en kan in het bijzonder de voortplanting van radiogolven via de ionosfeer beschrijven wanneer de elektronendichtheid hierin alleen een functie van de hoogte is. Het blijkt dat de kromming van de aarde in vele gevallen verwaarloosd mag worden.

- 2755*:** W. J. Oosterkamp en J. Proper: The water equivalence of „Mix D” phantom material for soft X-rays (Brit. J. Radiol. 32, 560, 1959, no. 380).

Correctie op een vroegere publikatie (no. 2645; Brit. J. Radiol. 31, 644, 1958), waarin de resultaten van een onderzoek naar de eigenschappen van het materiaal „Mix D” werden medegedeeld. Dit materiaal is bestemd voor de vervaardiging van zg. fantomen, die in de röntgenologie worden gebruikt.

- 2756:** H. F. Hamelka: Calculation of the magnetic susceptibility of methane (Physica 25, 626-630, 1959, no. 7).

De magnetische susceptibiliteit χ van het methaanmolecuul (CH_4) wordt berekend met behulp van een formule van Van Vleck, welke uit twee termen bestaat. De in de formule optredende golf functie Ψ_0 wordt benaderd door de reeds door Coulson gegeven „atomaire” golf functies op geschikte wijze te combineren tot „moleculaire” golf functies. Van belang is dat de tweede term in de formule, die door Coulson verwaarloosd is, een aanzienlijke bijdrage levert tot het eindresultaat. Men vindt thans theoretisch $\chi = -13,7 \times 10^{-6}$, in redelijke overeenstemming met de experimentele waarde $\chi = -12,2 \times 10^{-6}$.

- 2757:** W. van Gool en A. P. D. M. Cleiren: Influence of hydrogen on the red ZnS-Cu fluorescence (J. Electrochem. Soc. 106, 672-676, 1959, no. 8).

ZnS dat alleen een activator (Cu) bevat, en geen coactivators (zoals Cl of driewaardige ionen), kan een rode fluorescentie vertonen, waarvoor tot nu toe geen bevredigende verklaring is gevonden. Omdat ZnS-poeders bij het prepareren vrijwel altijd met waterstof in aanraking komen, hebben de auteurs onderzocht of waterstof bij het optreden van de rode fluorescentie betrokken is. Daartoe hebben zij ZnS dat alleen Cu bevatte, gestookt in atmosferen van verschillende samenstelling, met en zonder waterstof. De conclusie is dat waterstof vermoedelijk deel uitmaakt van de centra die voor de rode fluorescentie verantwoordelijk zijn. Een andere mogelijkheid is dat waterstof de centra die deze fluorescentie doven (killers), onwerkzaam maakt. Uit het feit dat de rode fluorescentie erg gevoelig is voor kleine hoeveelheden verontreinigingen, kan men besluiten dat de concentratie der „rode” centra veel kleiner is dan die van het koper.

- 2758:** H. Koelmans en C. M. C. Verhagen: The fluorescence of binary and ternary germanates of group II elements (J. Electrochem. Soc. 106, 677-682, 1959, no. 8).

Analoog aan de bekende fosfor willemiet (Zn_2SiO_4) met Mn als activator, waarvan het hoofdbestanddeel kan worden afgeleid uit de oxydes ZnO en SiO_2 , kan men verbindingen maken waarin het silicium is vervangen door germanium en het zink door een ander tweewaardig metaal (binair germanaat) of door een combinatie van twee tweewaardige metalen (ternair germanaat). Als tweewaardige metalen komen in aanmerking Ca, Sr, Ba, Mg; als activators, behalve het reeds genoemde Mn, de elementen Pb, Ti, Sn, Ce, Bi en Be. Een groot aantal van dergelijke preparaten, en ook andere, (waarbij men uitging van de zuivere oxydes of carbonaten) werd gemaakt en de fluorescentie met diverse activators onderzocht. Tevens werden 23 tot nu toe onbekende germanaten röntgenografisch onderzocht. Behalve de emissiespectra werden in sommige gevallen ook de excitatiespectra bepaald, alsmede de afhankelijkheid van de emissie van de temperatuur. De fosforen $\text{Sr}_2\text{MgGe}_2\text{O}_7$ -Pb en $\text{Ba}_2\text{MgGe}_2\text{O}_7$ -Pb bleken een goede emissie te hebben in het ultraviolet (2900-3700 Å) bij bestraling met 2537 Å, terwijl $\text{Ca}_2\text{Ge}_2\text{O}_8$ -Ti met dezelfde bestraling een band in het blauw vertoont (maximum bij 4700 Å).